

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

**Труды XXIV Международного
симпозиума**

10–13 марта 2020 г., Нижний Новгород

Том 1

Секции 1, 2, 4

Нижний Новгород
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского
2020

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33
Н-25

Нанозифика и нанозлектроника. Труды XXIV Международного симпозиума (Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета, 2020. — 469 с.

ISBN 978-5-91326-587-6

Организаторы

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации;
Отделение физических наук РАН;
Научный совет РАН по физике полупроводников;
Научный совет РАН по физике конденсированных сред;
Институт физики микроструктур РАН;
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского;
ОАО «Санаторий «Автомобилист»;
Благотворительный фонд «От сердца к сердцу».

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН
З.Ф. Красильник, член-корр. РАН, ИФМ РАН

Учёный секретарь Симпозиума

В.В. Румянцев, к.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

В.В. Бельков, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
И.С. Бурмистров, д.ф.-м.н.	ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черногловка;
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ, Москва
В.А. Быков, д.т.н.	ООО «НТ-МДТ», Москва
В.А. Волков, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н.Новгород
К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н.	ИОФ им. А.М.Прохорова РАН, Москва
С.В. Иванов, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург
Е.Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.В. Кведер, академик	ИФТТ РАН, Черногловка
А.В. Латышев, академик	ИФП СО РАН, Новосибирск
А.С. Мельников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н.Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н.Новгород
С.А. Никитов, чл.-корр. РАН	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н.	ИПТМ РАН, Черногловка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черногловка
Н.Н. Салашенко, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Н.Новгород
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
В.Б. Тимофеев, академик	ИФТТ РАН, Черногловка
Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н.	Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н.Новгород
Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН	МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва
А.В. Чаплик, академик	ИФП СО РАН, Новосибирск
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н.	ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
Н.И. Чхало, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н.Новгород

Организационный комитет

В.Г. Беллюстина	ИФМ РАН, Н. Новгород
М.В. Зорина	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.В. Иконников, к.ф.-м.н.	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
Д.А. Камелин	ИФМ РАН, Н. Новгород
Р.С. Малофеев	ИФМ РАН, Н. Новгород
С.В. Морозов, к.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.Н. Садова	ИФМ РАН, Н. Новгород
П.М. Марычев	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Копасов	ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.А. Архипова	ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-587-6

ББК 22.37; 22.33

© Нижегородский госуниверситет
им. Н.И. Лобачевского, 2020
© Институт физики микроструктур
РАН, 2020

Симпозиум проводится при поддержке



Российской академии наук, ras.ru



Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, unn.ru



Российского фонда фундаментальных исследований (№20-02-20025), rfbr.ru

Генеральный спонсор симпозиума



Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс, ntmdt-si.ru

Спонсоры симпозиума

**КРИОГЕННЫЕ
ПРИБОРЫ**

ООО "Криогенные приборы",
cryopribor.ru



ООО "Промэнерголаб", czl.ru

"НАУКА"
Центр Технического Сопровождения

ООО «ЦТС «НАУКА»», cts-nauka.ru,
www.nauka-shop.ru



ООО "Компания "АЗИМУТ
ФОТОНИКС", azimp.ru



ООО «СПЕКС-ТиАйАй Рус», specs-tii.ru



ООО «МИВАТЭК», mivatek.ru



Ostec Corporate group,
ostec-instruments.com



Официальный дистрибьютор
NanoMagnetics Instruments Ltd. в РФ
ООО «АКА-ЛОДЖИК», nanoafm.ru,
ilpa-tech.ru



АО «Завод ПРОТОН (МИЭТ)»,
z-proton.ru



ООО «Группа Ай-Эм-Си»,
imc-systems.ru



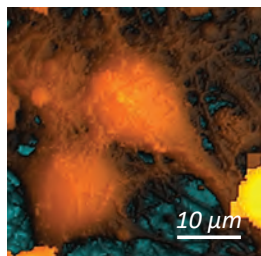
NTEGRA Marlin

Новейшая АСМ-Раман-СМИП система для биологических и локальных электрохимических исследований

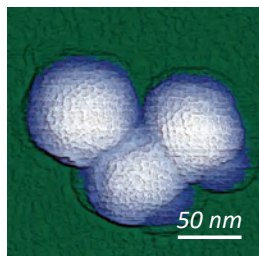
- Высокоскоростная сканирующая микроскопия ионной проводимости
- Бесконтактное исследование живых клеток в естественной физиологической среде
- Измерение механических свойств в широком диапазоне жесткостей
- Patch-clamp измерения с нанометровой локализацией
- Комбинация с оптическими методиками



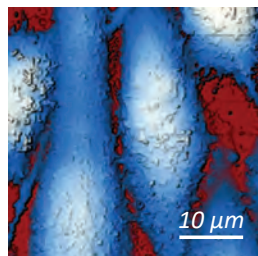
Проект реализуется при содействии Фонда содействия инновациям



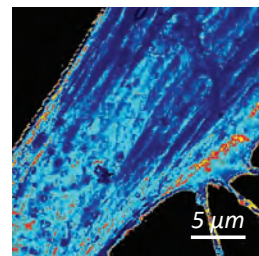
СМИП-изображение живого нейрона из гиппокампа мыши



АСМ-изображение частиц риновируса



СМИП-изображение клеток карциномы РС3 предстательной железы человека

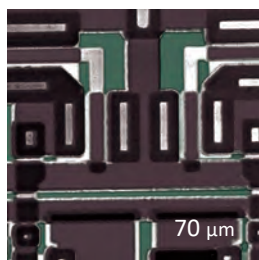


СМИП карта модуля упругости живого фибробласта. $E=2 Pa..3,4 MPa$

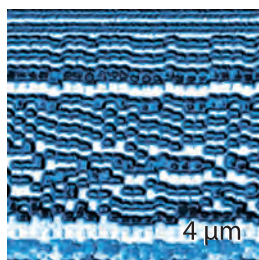
VEGA

Высокопроизводительный АСМ для исследования большеразмерных образцов

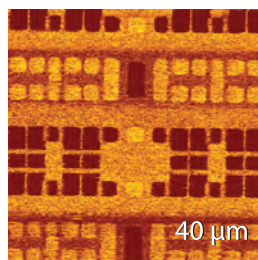
- Измерения рельефа и других поверхностных свойств с нанометровым пространственным разрешением на пластинах диаметром до 200 мм, большеразмерных образцах и массивах образцов
- Высочайший уровень автоматизации процессов настройки и измерений
- 50+ современных методов АСМ, включая методы высокоскоростной прыжковой микроскопии
- Быстрое сканирование для рутинных потоковых измерений морфологии структур



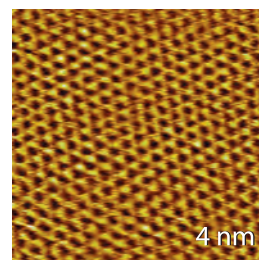
Рельеф фрагмента микросхемы



Магнитные домены в HDD 1 ТБ



Поверхностный потенциал в SRAM



Атомное разрешение на графите

ООО «Криогенные приборы» – это торгово-производственная компания, работающая в сфере производства и поставок научного оборудования для лабораторий и производства уже более 10 лет. Наличие большого количества технических специалистов позволяют понимать потребности наших пользователей и предлагать не только стандартные, но и уникальные решения. В настоящее время «Криогенные приборы» имеет собственные производственные мощности, расположенные на площади более 700 м², и более 20 сотрудников.

Основным направлением деятельности компании является **производство криостатов для научных исследований**. Также мы имеем опыт в создании сверхпроводящих магнитов, криогенных вакуумных камер, переливных устройств. Кроме того, мы занимаемся поставками различного научного лабораторного и полупромышленного оборудования.

Направления деятельности и поставляемое оборудование



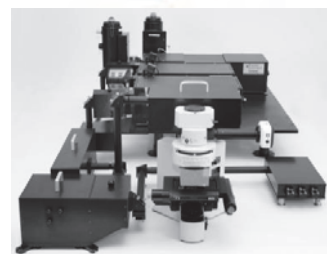
- Разработка и производство криостатов и сверхпроводящих магнитных систем для научных исследований (в т.ч. нестандартных), а также доработка криостатов, имеющихся у пользователей;
- Криостаты растворения производства **BlueFors Cryogenics**, а также криостаты для работы в диапазоне от 0.3 до 1К собственного производства;
- Криогенные рефрижераторы на цикле Гиффорда-МакМагона (**Cryomech, Sumitomo**), пульсационная труба (**Cryomech**), Стирлинга (**Ricor**) и другие;
- Оборудование **LakeShore Cryotronics** для измерения и контроля температуры и магнитного поля, в т.ч. при гелиевых температурах;
- Аналитическое оборудование **LakeShore Cryotronics**: вибрационные магнетометры, криогенные зондовые станции и системы измерения Холловского тока;



- Генераторы жидкого азота: офисные (**MMR Technologies**), лабораторные (**Cryomech**), полупромышленные (**Striling Cryogenics, Chenrui**);
- Ожигатели гелия производства **Cryomech** и **Linde**, а также системы сбора газообразного гелия;
- Оборудование **attocube systems AG** для измерения уровня смещений и вибраций, а также нанопозиционеры с пьезоприводом, в т.ч. криогенные;
- Сканирующие зондовые микроскопы для исследований при криогенных температурах от **attocube systems AG**, использующие такие методики измерения образцов, как AFM, MFM, STM, SHPM, CFM;
- Высокопроизводительные спектрометры комбинационного рассеяния MonoVista и Trivista от **S&I Spectroscopy & Imaging**, работающие в спектральном диапазоне от УФ до ближнего ИК;



- Синхронные усилители, анализаторы импеданса, генераторы сигналов произвольной формы и оборудование для работы с кубитами от **Zurich Instruments**;



- Сосуды Дьюара азотные и гелиевые, газификаторы, криогенные передающие линии, вакуумное оборудование, криогенная арматура и другие аксессуары для криогенной техники;
- Оптические компоненты, полупроводниковые подложки и кристаллы, сцинтилляторы;
- Инфракрасные спектрометры от **ARC Optix** и квантово-каскадные лазеры **Alpes Lasers**;
- Мощные одночастотные лазеры для атомного охлаждения и голографии от **Azurlight Systems**;
- Кремниевые фотоумножители от **КЕТЕК**, решения для NDIR газоанализа от **Micro-Hybrid**.

Возможна работа по поставке оборудование под заказ!

"НАУКА"

ЦЕНТР ТЕХНИЧЕСКОГО СОПРОВОЖДЕНИЯ

Научное и лабораторное оборудование Консультация, поставка, сервис

ООО «ЦТС «НАУКА», 129626, г. Москва, Проспект Мира, 106. Тел: +7 (495) 669-39-72
Web-sites: www.cts-nauka.ru, www.nauka-shop.ru E-mail: mail@scientific-technology.ru

Центр Технического Сопровождения «НАУКА» занимается поставкой и обслуживанием научного оборудования для научных и аналитических лабораторий. Компания образована в 2012 году. За 8 лет работы поставлено более 200 приборов по всей России. Помимо основных категорий поставляемого оборудования, наша компания готова выполнить поставку нестандартных установок, изготавливаемых под заказ.

1. Хроматографы производства Agilent Technologies и Thermo Scientific, расходные материалы к ним:

- газовые (ГХ) и высокоэффективные жидкостные хроматографы (ВЭЖХ);
- хроматографические системы с масс-детекторами

2. Оборудование для молекулярной спектроскопии:

- ИК-Фурье спектрометры (в том числе портативные и компактные) производства Agilent и Shimadzu;
- УФ-Вид-БЛИК спектрофотометры (как для рутинных измерений, так и исследовательского класса) производства Agilent и Shimadzu
- Спектрофлуориметры производства Agilent Technolo-



gies, Horiba Scientific

3. Системы для атомной спектроскопии всех типов:

- атомно-абсорбционные спектрометры производства Agilent Technologies;
- атомно-эмиссионный спектрометр с микроволновой плазмой производства Agilent Technologies;
- оптико-эмиссионный спектрометр с ИСП производства Agilent Technologies;
- ИСП и ИСП-МС производства Agilent Technologies;
- системы лазерной абляции производства ESI.

4. Стандартные растворы и расходные материалы для ААС, МП-АЭС, ИСП, ИСП-МС, элементного анализа, ГХ, ВЭЖХ и других методов для оборудования основных производителей.

5. Системы микроволнового и термического разложения для ИСП, ИСП-МС и ААС производства SCP Science и Analab.

6. Реагенты и стандартные образцы производства Sigma Aldrich, LGC, TRC, Witega, Chiron.



7. Изотопные и газовые анализаторы производства Los Gatos Research:



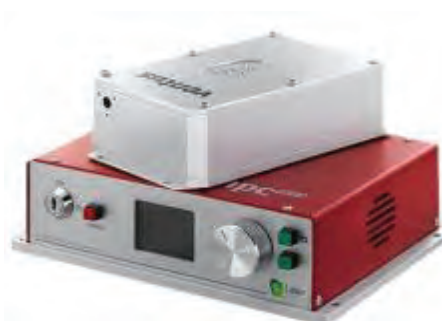
- Анализаторы изотопного состава CO_2 , N_2O , CH_4 , H_2O , винных продуктов;
- Стационарные анализаторы газов NO_2 , C_2H_2 , $\text{N}_2\text{O}/\text{CO}$, NH_3 , H_2O , HCl/HF , NO/CO_2 , $\text{H}_2\text{S}/\text{NH}_3$, а также природного газа и промышленных выбросов;
- Портативные анализаторы газов C_2H_2 , $\text{H}_2\text{S}/\text{NH}_3$, $\text{CH}_4/\text{H}_2\text{O}$, $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$, HCl/HF , $\text{CO}/\text{H}_2\text{O}$, $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$, $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$, $\text{HF}/\text{H}_2\text{O}$, а также природного газа и промышленных выбросов.

8. Центрифуги для нанесения тонких пленок на подложку производства Ossila и Laurell Technologies.

9. Аксессуары для оптических лабораторий производства Thorlabs, Inc.

10. Лазерные системы производства Kimmon Koha (Япония), Loxel Laser (США), Laser Quantum (Великобритания), CryLasers (Германия), Melles Griot (США), LTB Lasertechnik (Германия) и др.:

- непрерывные аргоновые лазеры;
- импульсные лазеры;
- газовые лазеры (HeNe , HeCd , N_2 и т.д.);
- твердотельные лазеры.



11. Терагерцевые спектрометры и комплектующие производства Teraview (Великобритания) и Beckman Technology (Великобритания):

- терагерцевые визуализаторы;
- портативные терагерцевые спектрометры;
- терагерцевые рефлектометры;
- терагерцевые сканеры;
- системы для анализа образцов на НПВО;
- спектрометры незатухающих колебаний.

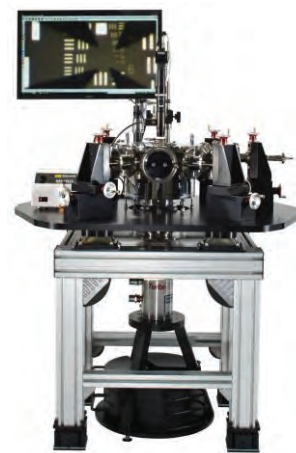


12. Криогенное оборудование:

- заливные, проточные, погружные и криостаты замкнутого типа производства Cryo Industries of America и Advanced Research Systems;
- криостолы и нагревательные столы для микроскопии производства Linkam Instruments
- погружные криостаты с модулем реконденсации He^3 от Cryo Industries of America;
- потоковые охладители производства;
- криостаты замкнутого цикла со сверхнизкими вибрациями;
- системы ожижения и реконденсации LHe и генераторы жидкого N_2 ;
- криогенные проб-станции от Advanced Research Systems
- криостаты растворения He^3 - He^4 от Leiden Cryogenic



- сверхпроводящие магниты и системы на их основе
- CFMS и SQUID-магнетометры от Cryogenic Limited;
- лабораторные криогенные газификаторы;
- сосуды Дьюара гелиевые и азотные;
- криогенные усилители СВЧ сигнала от Low Noise Factory
- расходные материалы и дополнительное оборудование для криогенных установок (сенсоры, провода, контроллеры, смазки и др.).



13. Синхронные усилители, усилители, источники тока, измерители импеданса и генераторы импульса производства Stanford Research Systems, Keithley

14. Системы для резистивного термического напыления производства Tecuum AG

15. Вакуумные системы и арматура для них, а также газовые линии со всеми аксессуарами



- пластинчато-роторные насосы российского, немецкого и китайского производства;
- мембранные насосы китайского и немецкого производства;
- спиральные насосы производства **АО «ВакуумМаш», Leybold GmbH, Anest Iwata, Agilent, Edwards, Pfeiffer Vacuum;**
- турбомолекулярные насосы и откачные посты производства **Leybold GmbH, Agilent, Edwards, Pfeiffer Vacuum;**
- вакуумметры китайского и немецкого производства;
- вакуумная арматура стандартов KF/NW, ISO и CF (сильфонные линии, кресты, хомуты, уплотнительные кольца, переходники);
- нестандартные вакуумные камеры, коллекторы (разветвители), переходники и т. п.;

Компания ЦТС «НАУКА» занимается оснащением лабораторий, решая комплексные задачи:

- разработка комплексных решений под задачи пользователя, в том числе поставка оборудования, разработанного по индивидуальным проектам;
- обслуживание оборудования;
- поставка необходимых расходных материалов;
- разработка и постановка методик;
- консультации и обучение работе на приборах;
- техническое (гарантийное и пост-гарантийное) обслуживание.

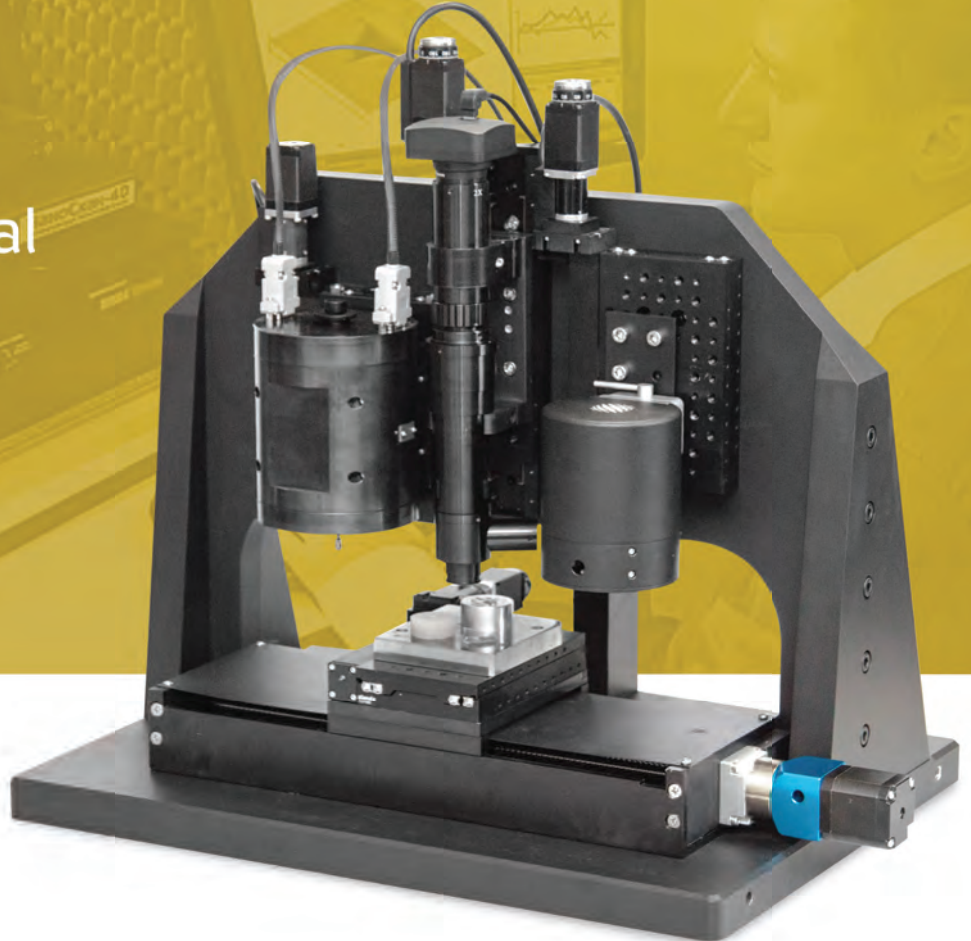


Сервисные инженеры компании ЦТС «НАУКА» прошли обучение у производителей оборудования. В 2016 году компания ЦТС «НАУКА» открыла интернет-магазин www.nauka-shop.ru расходных материалов для элементного анализа, спектроскопии, хроматографии и общелабораторного оборудования, в котором можно получить коммерческое предложение или счет на выбранные товары в автоматическом режиме.

The First transparent nanoindenter with Raman

NanoScan Nanomechanical Testers

Raman measurements simultaneously with localized mechanical tests



Applications

- Instantaneous determination of the tip vs surface position
- In-situ observation of the surface/coating behavior during the indentation and scratching
- Direct contact area measurements for the improved mechanical properties measurement
- In-situ measurement of crack propagation and film delamination
- Raman spectroscopy measurement during the indentation

Key NanoScan advantages

- Flexible instrument configuration according to the customer's tasks and budget
- Wide range of loads and displacements in single indentation head
- Automation of measurements (including scripting command language and batch data processing)
- Wide range of methods supplied with default instrument configurations

+ 7 (800) 700-65-55
info@ostec-instruments.com



future's
in the making

www.ostec-instruments.com

Park Systems

Ведущие инновации в перспективных нанотехнологиях микроскопии и метрологии

Более чем четверть века назад «Park Systems» была основана в Стэнфордском университете. Именно там основатель компании доктор Sang-II Park работал в группе первых исследователей, разработавших технологию атомно-силовой микроскопии.

«Park Systems» с самого начала своего существования стремится каждый день жить в соответствии с новаторским духом. На протяжении всего этого времени компания производит наиболее точные и очень простые в использовании атомно-силовые микроскопы с революционными характеристиками, такими как реальный бесконтактный режим (True Non-Contact™), и максимально автоматизированным программным обеспечением.

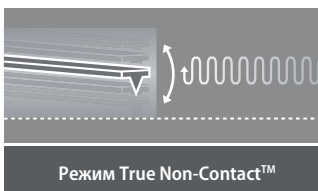
В декабре 2015 года Park System провела первую публичную продажу акций, присоединившись к биржевой торговой площадке в Южной Корее (KOSDAQ).

Park Systems имеет сеть дистрибьюторов по всему миру в более чем 30 странах мира.

Сегодня продукция компании используется лидерами с мировыми именами как в научной области, так и в промышленных отраслях, позволяя им совершать новые открытия, разрабатывать уникальную продукцию и увеличивать собственную производительность.

Единственный в мире бесконтактный режим True Non-Contact™

Только атомно-силовые микроскопы компании Park Systems обладают бесконтактным режимом, позволяющим пользователям проводить большое количество измерений, сохраняя остроту кантилевера и предотвращая повреждение образца. Эта особенность позволяет получать самые точные изображения, а также уменьшает затраты на содержание.



- Меньший износ кантилевера позволяет дольше его использовать для получения изображений высокого разрешения
- Неразрушающий контакт позволяет не повреждать поверхность исследуемого образца
- Результаты измерений меньше подвержены воздействию внешних факторов

Park XE7

Исследовательский атомно-силовой микроскоп для бюджетных лабораторий

- Устранение перекрестных помех для увеличения точности (технология Crosstalk Elimination)
- Точное измерение высоты без дополнительной обработки программным обеспечением
- Самый большой выбор дополнительных опций для измерения
- Самый широкий диапазон режимов измерения



Park NX20

Мощный атомно-силовой микроскоп для исследования крупных образцов

- Самый точный атомно-силовой микроскоп в мире для анализа дефектов крупных образцов
- Непараллельная конструкция обеспечивает получение данных с высоким разрешением
- Имеет самый удобный дизайн и автоматизированный интерфейс в индустрии, поэтому не потребуются тратить много времени и сил при работе с микроскопом и для обучения молодых специалистов





АО «Завод ПРОТОН» (МИЭТ)
124498, Москва, Зеленоград,
пл. Шокина, д.1
b-loginov@mail.ru

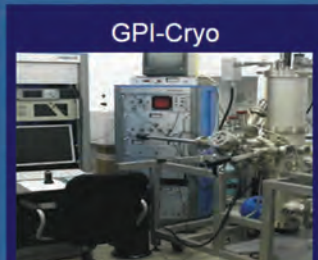


+7 (495) 364-60-93

www.microscopy.su
www.z-proton.ru



Сканирующий зондовый микроскоп СММ-2000
атомное разрешение в СТМ / АСМ, поле до 40 / 40 / 5 мкм, 25 режимов, -20...+150 С



GPI-Cryo

Сверхвысоковакуумная 10⁻¹¹ мбар
низкотемпературная 4.9К СТМ-головка
сделано 2шт: для ИОФАН и Франции



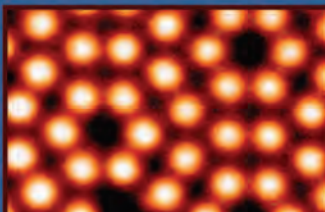
PACM-5

АСМ с машиной разрыва, для
in-situ изучения разрыва материалов
кадр 200/200/10мкм, разрешение 1нм

ПРАЙС

СММ-2000	600 000 р.
МАГ-2000	60 000 р.
Мера ПРО-10 *	24 000 р.
Профилометр *	360 000 р.
Контурграф *	1 980 000 р.

за полные комплекты, с НДС, поверкой *,
при предоплате 100%, без участия в торгах
скидки от количества и прежним клиентам
гарантия 1 год, есть доставка, обучение



Кремний 1нм

Подробнее: с.352 журнал
Наноиндустрия 2019, №6
<https://miel.ru/news/122846>

Микроскоп СММ-2000

в виде конструктора для обучения в ВУЗ-ах и школах



Магистры, бакалавры, школьники 7-11 кл. собирают микроскоп своими руками,
изучают атомы и наномир, печатая его на 3D-принтере и играя в нем в игры

Кварц-ХУ1400/Z90нм

Меры для поверки микроскопов



Столбики хрома 90нм на кварце, шаг
1400нм, термостабилен. Меры вышли
из Госреестра, дарятся желающим

Профилометр модели 130



28 параметров шероховатости
Ra 0,012 - 50 мкм, точность 2 %
трасса до 40 мм, Госреестр СИ



ПРО-10

Меры шероховатости эталонные
для поверки профилометров,
микроскопов и контурграфов



25 номиналов от 80 до 0,006 мкм Ra
от 20 до 1250 мкм Sm (шаг)
Госреестр, разряд 1 по ГОСТ 8.296

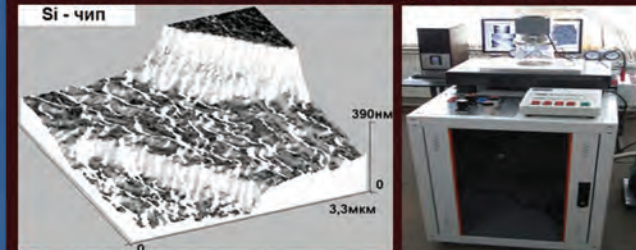
Контурграф модели 220



Измерение длин, углов, радиусов,
диаметров; точность до 0,001 мм
трасса до 200 мм, Госреестр СИ

СММ-2000-В

Микроскоп СММ-2000 в вакуумной камере под двумя магнетронами для in-situ
наблюдения роста пленок и наночастиц; температура образца -100...+1200 С



МАГ-2000

Магнетрон с блоком управления
для камер с аргонном, 0,01 мбар



Толщина сплошного покрытия –
от 1 нм для графита и вольфрама

scientaomicron

Современное оборудование научного класса для анализа поверхности



Компания **ScientaOmicron** — мировой лидер в области разработки инструментов исследования свойств поверхности в сверхвысоком вакууме. Благодаря обладанию фундаментальными технологиями и богатейшим опытом в области сканирующей зондовой микроскопии, электронной спектроскопии, молекулярно-лучевой эпитаксии и в других смежных направлениях компания предоставляет своим клиентам лучшее оборудование для исследования поверхности из доступного на мировом рынке.



В линейку продуктов компании **ScientaOmicron** входят фотоэлектронные спектрометры с угловым разрешением с диапазоном возбуждения от ультрафиолета до жесткого рентгена, с беспрецедентной чувствительностью и энергетическим разрешением, сканирующие



зондовые микроскопы для работы в сверхвысоком вакууме в режимах СТМ и АСМ при температурах от <1 К до 600 К и магнитных полях до 5Т, обеспечивающие атомарное разрешение и сверхнизкий уровень дрейфа, установки молекулярно-лучевой эпитаксии с возможностью максимально гибкого конфигурирования под задачи пользователя и богатым выбором источников, Оже-микроскопы с уникальным латеральным разрешением, комбинированные системы для электронно-зондовой микроскопии, и многое другое.

Компания **IMC** является эксклюзивным представителем **ScientaOmicron** на территории Российской Федерации и стран Таможенного Союза. Мы обеспечиваем полный цикл жизни оборудования для наших пользователей: подготовку и оформление заказа, доставку, монтаж и ввод в эксплуатацию, сервисные работы, поставку запасных частей и расходных материалов. Высококвалифицированные инженеры **IMC** осуществляют гарантийное и пост-гарантийное обслуживание оборудования **ScientaOmicron**, проводят обучение пользователей, предоставляют консультации по сложным методикам измерений.



ООО «Группа Ай-Эм-Си»
Россия, г. Москва, ул. Криворожская, д. 23, корп. 3
Тел.: +7 495 374 04 01
E-mail: sales@imc-systems.ru



АЗИМУТ ФОТОНИКС, официальный дистрибьютор THORLABS и EDMUND OPTICS в России.

Компания АЗИМУТ ФОТОНИКС – единственный в России официальный представитель компании [EDMUND OPTICS](#), крупнейшего производителя высококлассной оптики для научных исследований и OEM применений. Этот статус позволяет нам предложить нашим клиентам самые низкие цены на российском рынке!

АЗИМУТ ФОТОНИКС также уже много лет является официальным дистрибьютором [THORLABS](#), крупнейшего поставщика лазерно-оптических компонентов и широкого спектра оборудования для оснащения научных лабораторий и институтов по всему миру. На нашем сайте www.azimp.ru представлен [полный каталог продукции THORLABS](#) на русском языке с ценами в российских рублях с НДС.



Преимущества работы с нами:

- Низкие цены;
- Срок поставки 3-4 недели;
- Официальная гарантия производителя;
- Квалифицированная техническая поддержка.

Компания АЗИМУТ ФОТОНИКС является официальным представителем [Zemax](#), которая разрабатывает специализированное программное обеспечение, являющееся отраслевым стандартом для проектирования и моделирования в области оптики и освещения для дизайнеров, инженеров и исследователей.

В настоящее время компания имеет официальные соглашения со следующими производителями оптоэлектронных компонентов:

- ФЭУ **ET Enterprises**;
- Гиперспектральные камеры **Specim**;
- Компактные научные камеры **XIMEA, NET GmbH**;
- Детекторы ИК излучения **InfraTec** и **Heimann Sensor**;
- DPSS и диодные лазеры **Cobolt, Omicron** и **Litron Lasers**;
- Пикосекундные лазеры **PicoQuant**;
- Детекторы рентгеновского излучения **Detection Technology**;
- Детекторы счета фотонов **Becker&Hickl** и **Micro Photon Devices**;
- Детекторы измерения мощности и энергии излучения **GenTec-EO**;
- Фотодиоды, лазерные диоды и модули, оптические элементы **Laser Components**.

По всем интересующим Вас вопросам, пожалуйста, обращайтесь по указанным контактам:

офис: +7 (495) 792-39-88, e-mail: info@azimp.ru, web: www.azimp.ru

Компания МИВАТЭК занимается поставками промышленного и аналитического оборудования для микроэлектроники. Доступны как большие технологические системы, так и настольные варианты для исследовательских работ. Компания МИВАТЭК поможет в выборе оптимального решения для Ваших задач. Особенностью нашей компании является то, что на нашем складе огромное количество оборудования и расходных материалов, с помощью которых Вы сможете удовлетворить запросы в кратчайшие сроки.

Всегда на складе имеются различные материалы для полировки и шлифовки металла, пластин и оптики. Большой выбор суспензий и полировальной ткани, а также инструментов для резки и прессования. Широкий ассортимент шкафов сухого хранения с различным диапазоном влажности, а также различной технологической одежды. Склад компании МИВАТЭК постоянно пополняется.

Компания МИВАТЭК осуществляет сервис, пуско-наладочные работы и техническое обслуживание производственного и лабораторного оборудования. Мы готовы помочь в модернизации как уже существующего парка, так и предложить новые современные решения для всех этапов производства. Благодаря обширной географии наших поставщиков наша компания может предложить несколько вариантов для решения Ваших задач производства.

Компания МИВАТЭК является представителем заводов изготовителей систем:

- плазменной очистки
- безмасковой литографии
- нанесения фоторезиста спреем и центрифугированием
- измерения тонких пленок
- зондовых измерений
- инспекционной микроскопии





Атомные силовые микроскопы и оборудование для изучения эффекта Холла.

NanoMagnetics Instruments Ltd. была организована в мае 1998 года и на данный момент является одним из лидеров в разработке атомных силовых микроскопов и оборудования для изучения эффекта Холла.

ezAFM & ezAFM+

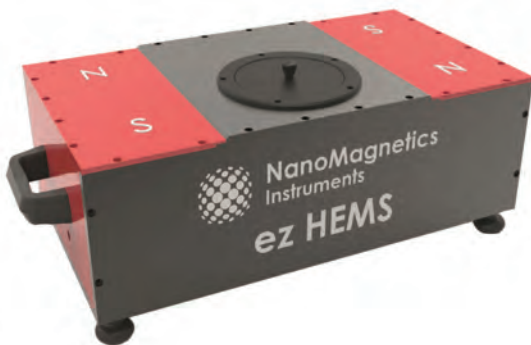


- Простой и надежный;
- Большая область сканирования (120x120x40мкм или 40x40x4 мкм);
- Установка за 1 час;
- Бесплатное ПО с регулярными обновлениями;
- Встроенный оптический микроскоп 2мкм разрешения;
- Встроенная камера FHD;
- Использование универсальных кантилеверов;
- Гарантийный и послегарантийный сервис.

АСМ высокой производительности hrAFM



- Диапазон сканирования: 100x100x12 мкм;
- Разрешение: 0,01 нм;
- Методики: 8 стандартных методик;
- Камера: 0,7 мкм оптическое разрешение;
- Акустический, тепловой и виброизоляционный шкаф;
- Оptionальное охлаждение и нагрев;
- Работа в воздушной среде и в жидкости;
- Использование универсальных кантилеверов;
- Оptionальный генератор магнитного поля;
- Послепродажный и послегарантийный сервис высокого уровня.



NanoMagnetics Instruments Ltd. предлагает широкий выбор оборудования для исследований эффекта Холла. Измерения эффекта Холла и магнитостойкость идеально подходят для исследования материалов, разработки продукции и контроля качества. Компания производит 2 модификации оборудования - с постоянными магнитами до 1Т и электромагнитами до 2,5Т. Возможно применение высокотемпературных и низкотемпературных ячеек.

Официальный дистрибьютор **NanoMagnetics Instruments Ltd.** в РФ
ООО «АКА-ЛОДЖИК»

Московская обл., г.Красногорск, ш.Ильинское, д. 1А.
Тел:+7969-077-72-72, e-mail: akalodgic.ru@gmail.com.

<https://nanoafm.ru>

Оборудование **Bio-Logic** для электрохимических исследований и тестирования батарей.

<https://ilpa-tech.ru>

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

Numerical analysis of stabilization time in perturbed Josephson junction from type superconductor-ferromagnetic-superconductor

P.Kh. Atanasova^{1,2,*}, S.A. Panayotova²

1 Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Moscow Region, 141980, Russia.

2 University of Plovdiv Paisii Hilendarski, 24 Tzar Asen, 4000 Plovdiv, Bulgaria.

*poli@jinr.ru

Recently Josephson junctions (JJs) of type superconductor-ferromagnet-superconductor are subject of extensive research. In this work we will look at junctions with a connection between magnetic moments and Josephson current. By injection of external current the system can be perturbed. After magnetic equilibration, the junction returns to one of its stable states. An important case is when magnetic reversal (MR) effect has occurred. An analysis in which the stabilization time in this state was different depending on the parameters was made. This is the reason why special algorithm was developed to calculate the stabilization time in MR as dependence of the parameters. Significant results have been obtained that can be used to analyze and predict the investigated phenomenon.

Theoretical model

Josephson junction are relatively new and they are part of highly studied pieces of nanotechnology. We will look at a spatial type of junction consisting of superconductor-ferromagnet-superconductor (SFS) [1–5].

The dynamics of the magnetization in ferromagnetic layer in the SFS Josephson junctions is described by the Landau-Lifshitz-Gilbert equation [1].

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\frac{\omega_F}{1+M\alpha^2} (\vec{D} + \alpha\vec{m} \langle \vec{m} \cdot \vec{H} \rangle - \vec{H}), \quad (1)$$

where α is damping parameter, ω_F is normalized frequency of ferromagnetic resonance and $\vec{D} = [\vec{m} \times \vec{H}]$.

Here \vec{H} is effective magnetic field with the components

$$\begin{cases} H_x = 0 \\ H_y = Gr \sin(\varphi(t) - rm_y(t)), \\ H_z = m_z(t) \end{cases} \quad (2)$$

where G – relation of Josephson energy to energy of magnetic anisotropy, r – the spin-orbit coupling parameter. The Josephson phase difference φ can be found using equation

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{\omega} (I_{pulse}(t) - \sin(\varphi - rm_y)), \quad (3)$$

where the pulse current is given by

$$I_{pulse} = \begin{cases} A_s, & [t_0 - 1/2\Delta t, t_0 + 1/2\Delta t,] \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

Here A_s is the amplitude of the pulse current, and Δt is the time interval, in which the pulse current is applied.

Thus, the system of equations (1) with effective field (2), (3) and with the pulse current (4) describes the dynamics of the φ_0 -junction.

Numerical results

All calculations are performed using the developed software [5] with implementation of the Gauss-Legendre method for numerical solving the Cauchy problem for the system (1-4) of nonlinear ordinary differential equations. The magnetization of the system is perturbed by injection of external current (4). After that magnetic moment stabilized at one of its stable states. In this paper, we will make an analysis of one of these states: magnetic reversal (MR) effect. This effect is observed when only z -component of magnetic moment turns from 1 to -1. The system is very sensitive to the physical parameters so stabilization time is very affected by their change. The following graphs will demonstrate the difference between time for stabilization in some parameter's values.

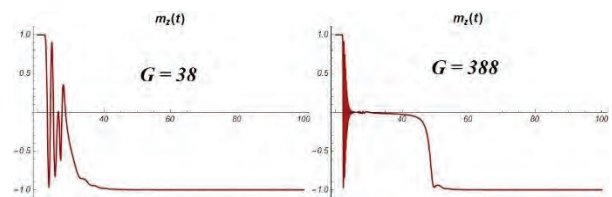


Fig. 1. Time dependence of m_z component on the magnetization for different values of G

Fig.1 shows the time dependencies of $m_z(t)$ calculated in the cases of $G = 38$, $G = 388$. As we can see, with different values of G , the stabilization in full magnetization reversal occurrence at different values of time t . In the first part (left panel) the stabilization appears approximately in $t = 40$ and in the second part (right panel) - approximately in $t = 50$.

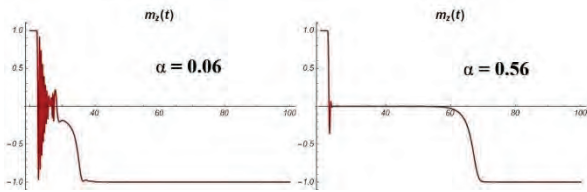


Fig. 2. Time dependence of m_z component on the magnetization for different values of α

Fig. 2 shows two results at the same parameters and only increasing α from 0.06 to 0.56. We have the effect of magnetization reversal. The difference is that the stabilization appears in first case ($\alpha = 0.06$) approximately $t = 40$, and the second case ($\alpha = 0.56$): $t = 70$. So when we use small values of parameter α the stabilization in magnetization reversal appears earlier.

In order to continue the analysis, a special algorithm was developed to calculate the stabilization time in MR as dependence of the parameters.

The following figures demonstrate this dependence between G -relation of Josephson energy to energy of magnetic anisotropy and damping parameter α .

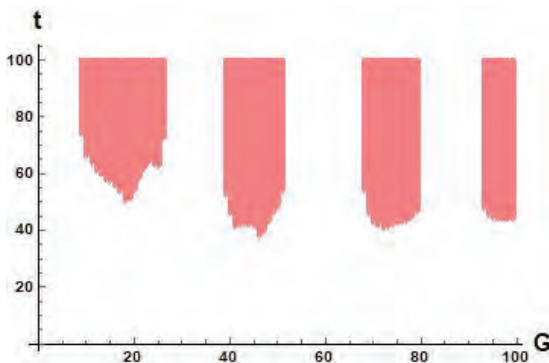


Fig. 3. Dependence between parameter G and time t for appearance of magnetic reversal

Fig.3 shows when the stabilizing time in magnetization reversal appears for different values of parameter G .

Some periodic dependence is observed when MR occurs. The intervals at which the effect occurs are approximately every 10 units when the parameter G is changed [6].

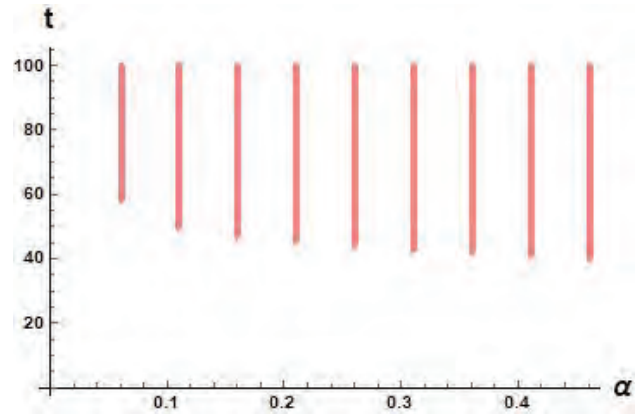


Fig. 4. Dependence between parameter α and time t for appearance of magnetic reversal

At Fig.4 we demonstrate that the value of parameter α have matters for the speed of stabilization in magnetization reversal state.

The work is partially supported by the Program «JINR –Bulgaria». S. Panayotova gratefully acknowledge the supports by grant of MU19-FMI-010 from Bulgaria National Science Fund at PU «Paisii Hilendarski».

References

1. A. Buzdin, // Physical Review Letters, V.101, 107005 (2008).
2. A. I. Buzdin, // Rev. Mod. Phys. V. 77, 935 (2005).
3. F. Konschelle, A. Buzdin, // Phys. Rev. Lett. 102, 017001 (2009)
4. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin // Appl. Phys. Lett. 110,182407 (2017).
5. P. Atanasova, S. Panayotova, Yu. Shukrinov and I. Rahmonov // Lecture Notes in Computer Sciences, 11189, 1–8, (2019).
6. П. Х. Атанасова, С. А. Панайотова, И. Р. Рахмонов, Ю. М. Шукринов, Е. В. Земляная, М. В. Башашин, // jetp letters vol. 110, issue 11, pp. 736-740, 2019.

Hybrid digital-analog simulation of many-body dynamics with superconducting qubits

D.V. Babukhin¹, A.A. Zhukov^{1,2*}, W.V. Pogosov^{1,3*}

¹ Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA), Moscow, 127055.

² National Research Nuclear University (MEPhI), Moscow, 115409.

³ Institute for Theoretical and Applied Electrodynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412.

*walter.pogosov@gmail.com

We demonstrate how a hybrid digital-analog approach allows simulating dynamics of a transverse-field Ising model without two-qubit gates, which are currently one of the most problematic building blocks of quantum circuits. We use qubit-qubit crosstalks of IBM superconducting quantum processors to simulate Trotterized dynamics of spin clusters and then we compare the obtained results with the results of conventional digital computation based on two-qubit gates. The comparison shows that digital-analog approach greatly outperforms standard digital approach. We also consider quantum Fourier transform and find that the accuracy of both methods are nearly the same. It is remarkable that IBM quantum processors operate in the regime suited to the digital quantum computation, so that the efficiency of the digital-analog quantum computation can be further improved with the help of more specialized processors that indicates the prospects of this strategy for noisy intermediate-scale quantum computers.

Introduction

There are several approaches for modelling quantum mechanical systems on a quantum device [1]. The digital approach implies preparing an initial quantum state and constructing the evolution operator with use of single- and two-qubit gates from a universal set. The analog approach implies constructing a quantum mechanical system with a sufficient level of control, whose dynamics can mimic the dynamics of other quantum systems.

There exists a hybrid digital-analog approach to quantum computation, which until now has attracted much less attention. In this approach, a register of qubits is controlled by single-qubit operations from one side, and by evolution under a Hamiltonian, which provides quantum entanglement, from the other side. The interaction Hamiltonian is embedded in quantum hardware on a physical level due to the couplings between qubits (always-on interaction). In principle, always-on interaction together with single-qubit gates allow for the realization of an arbitrary unitary transformation, but it is more straightforward to use it to specialized problems such as quantum simulation. The hybrid quantum computational strategy, which relies on single-qubit control and interaction between qubits, is a perfect candidate to use in applications of noisy quantum devices, since one of the most problematic features of digital quantum hardware, which is a need for high-fidelity two-qubit operations, is not required within this strategy.

Method

In this work, we demonstrate an example of the digital-analog simulation by using a rather unexpected feature of superconducting quantum processors with fixed frequency qubits and illustrate our ideas with superconducting quantum processors of IBM Quantum Experience. We use residual stray (parasitic) couplings of ZZ type between fixed frequency qubits connected by resonators, which are known as crosstalks, to simulate the dynamics of spin clusters. Within this approach, we avoid the execution of two-qubit quantum gates, thus mitigating error accumulation problem. A connectivity map of qubit-qubit residual interaction coincides with the connectivity map of the two-qubit gates of the processor. Coupling constants are typically 50-100 kHz. Note that these couplings produce additional errors in digital quantum computation [2].

Our idea is to use the internal physics of the quantum chip to model a Trotterized evolution of quantum systems, described by Hamiltonians with interactions digitally reducible to ZZ interaction. Thus, we apply single-qubit gates periodically in time and let system to evolve freely between them. Using this approach, it is possible to simulate the dynamics of spin models (such as the Ising model and the Heisenberg model) with arbitrary single spin terms of the Hamiltonian. A change of the basis via single-qubit gates is needed to simulate XX, YY, or ZX interaction.

Main results

In order to test our idea further, we used IBM QX2 and IBM QX14 processors which contain 5 and 14 qubits, respectively. We simulated the dynamics of spin clusters with the same topology as in these quantum processors and assumed that they are described by the transverse-field Ising model. Thus, the interaction is realized in analog way, while the effect of the transverse field is simulated digitally through single-qubit gates. The results are compared with the theory and with real experiments based on purely digital strategy (the number of Trotter steps was the same), when the interaction was also realized digitally.

Figure 1 shows both experimental and theoretical results for the dynamics of the mean number of excited spins in 5- (a) and 14-spin (b) clusters. The number of Trotter steps was 6 and 3, respectively. From this figure, we can see that a conventional digital approach completely fails to reproduce a theoretically expected dynamics with the chosen number of Trotter steps. At the same time, if we rely on digital-analog quantum computation (DAQC), then there is a good correspondence between theoretical and experimental results. Thus, we managed to mitigate severe problem of error accumulation in the simulation of Trotterized evolution [3].

We tested our idea further and studied an effect of disorder introduced digitally. We found an expected behavior – disorder stabilizes domain walls in accordance with the localization concept. We also approached a more «mathematical» problem, which is a quantum Fourier transform involving three qubits. For this particular quantum circuit, accuracies of both methods digital and digital-analog methods turn out to be nearly the same.

Conclusions

We argued that hybrid digital-analog computation schemes are very promising for the intermediate-scale quantum computing devices. As an illustration, we used stray couplings between superconducting qubits of IBM quantum processors to simulate a Trotterized dynamics of spin clusters. We observed an extraordinary improvement of the computation accuracy, when the digital-analog approach is used instead of fully digital approach based on CNOT gates. We stress that these results were obtained using available quantum processors with crosstalks being intentionally suppressed. Simple estimates based on a balance between

errors of single-qubit gates and entangling operations, show that crosstalks in IBM Q machines are two orders of magnitude weaker than the optimal couplings and therefore the efficiency of quantum computation can be further greatly improved. This implies that specialized quantum processors based on digital-analog strategy and always-on interaction are prospective within NISQ era. These devices must be easier to construct than conventional fully digital processors, since they do not require high-fidelity two-qubit gates.

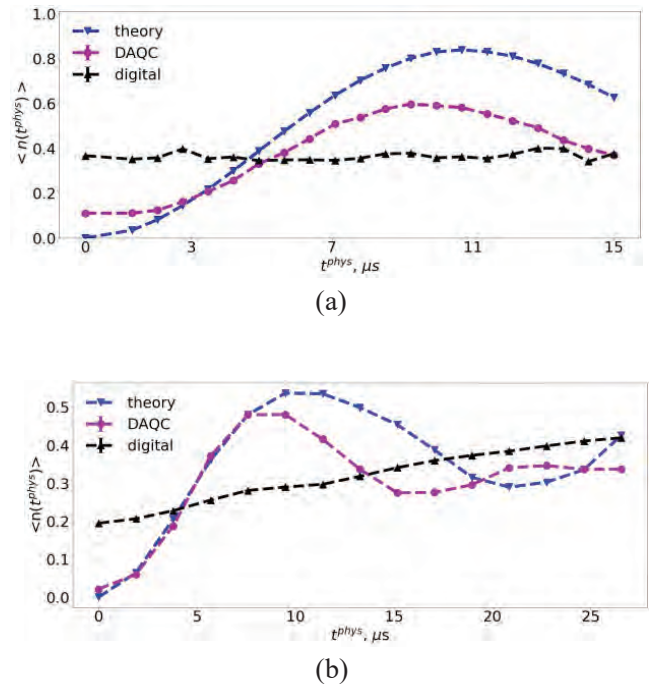


Fig. 1. Dynamics of the mean excitation number for 5-spin and 14-spin transverse field Ising systems during the free evolution from the initially unexcited state. Shown are the results of the same approximation level (6 Trotter steps for 5-spin system and 3 Trotter steps for the 14-spin system) obtained theoretically (blue color), experimentally within the digital-analog approach (magenta color) and experimentally within the digital approach (black color)

References

1. I. M. Georgescu, S. Ashhab, F. Nori // *Reviews of Modern Physics*, V. 86, 153 (2014).
2. A. A. Zhukov, E. O. Kiktenko, A. A. Elistratov, W. V. Pogosov, Yu. E. Lozovik // *Quantum Information Processing*, V. 18, 31 (2019).
3. A. Smith, M. S. Kim, F. Pollmann, J. Knolle // *npj Quantum Information*, V. 5, 106 (2019).

Multiple topological transitions driven by the interplay of the normal and Andreev scattering

A.A. Kopasov^{1*}, A.S. Mel'nikov^{1,2}

1 Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia.

2 Sirius University of Science and Technology, 1 Olympic Ave, 354340, Sochi, Russia.

*kopasov@ipmras.ru

The effect of multiple topological transitions for electron-hole excitations is discovered in full shell proximitized semiconducting nanowires with trapped superconducting vortices, recently shown to be a promising platform for the realization of Majorana states at moderate longitudinal magnetic fields. The mechanism of such multiple transitions is uncovered and explained to be governed by the interplay of the normal and Andreev reflection from the shell and by the textured spin-orbit coupling inside the semiconductor. The extensive analysis of emerging propagating and Majorana – type evanescent quasiparticle modes in such Andreev waveguides is performed. Experimentally, these modes reveal themselves in peculiarities of charge and spin-polarized heat transport.

Introduction

Recent experimental study of Majorana nanowires [1] has revived the interest to the vortex states in superconducting hybrid structures in the context of their possible applications for the topologically protected quantum computations. In particular, it has been suggested [2] that in semiconducting nanowires fully covered by a superconducting shell the vortices entering the hybrid nanowire at moderate magnetic fields $H \sim 0.1$ T can drive the system into the topological phase. The essential requirements for the realization of this proposal are the presence of inversions of the energy branches $E_i(k_z)$ of quasiparticles vs. the momentum k_z along the wire (here i labels spin-dependent transverse modes) as well as the presence of the textured Rashba spin-orbit coupling determined by the radial electric field in the nanowire. Clearly, the desired branch inversion do not take place in the limit of strong proximity effect when the electrons at the semiconductor/superconductor (SM/SC) interface almost completely convert into holes propagating in opposite direction due to the Andreev reflection phenomenon. Indeed, similarly to the case of a vortex core in bulk s-wave superconductors the dominating Andreev reflection should cause the formation of the so - called Caroli - de Gennes - Matricon (CdGM) minigap [3] even in the absence of the spin - orbit interaction: $\omega_0 = |\Delta|/k_F^c R_c$, where $|\Delta|$ is the primary SC gap, $k_F^c = [(k_F^c)^2 - k_z^2]^{1/2}$, k_F^c is the Fermi momentum inside the core, and R_c is the core radius.

However, the above reasoning completely disregards an important difference between the quasiparticle

modes in the vortex core in the bulk superconductor and in the hybrid mesoscopic nanowire: in the latter case one can hardly get the limit of full Andreev reflection at the shell. In addition to this electron -- hole conversion we need to take account of the normal reflection caused by (i) the jump in the effective masses for the electrons in the SM core m^* and the shell m_s , (ii) the jump in the confining potential, and (iii) the normal reflection of quasiparticles from the external SC shell surface.

In the present work we demonstrate the effect of the interplay of the normal and Andreev reflection on the formation of multiple topological transitions in full shell nanowires and provide an extensive analysis of the emerging quasiparticle modes.

The main features of this effect can be explained on the basis of quasiclassical theory $k_F^c \xi \gg 1$ using the approach developed previously in the Ref. [4]. Here ξ is the superconducting coherence length. Neglecting the spin-orbit coupling, we derive the following expression for the low-energy branches in a singly quantized vortex (μ is half an odd integer)

$$E_{\mu, k_z}^{\uparrow\downarrow} = \mu(\omega_0 + \omega_H / 2) \pm V_Z + \delta \cos[\theta_{\mu}(k_z)] \quad (1)$$

with the second ω_H and the third V_Z terms caused by the orbital and the Zeeman effect, respectively, while the last oscillating term with the amplitude $\delta = 2|\Delta|/r(k_z)$ and phase $\theta_{\mu}(k_z) = 2k_F^c R_c - \pi\mu - \pi/2$ is determined by above mentioned normal scattering processes at the SM/SC boundary. Here $r^2(k_z) \ll 1$ is the probability of the normal scattering at the SM/SC interface and \uparrow (\downarrow) corresponds to the positive (negative) spin projection

along the direction of the magnetic field. Changing the balance between the Andreev and normal reflection r , one can get the inversions of the spectral branches necessary for the topological transitions.

Numerical simulations

We support our qualitative consideration of the energy branch inversion by performing numerical calculations of the excitation spectra in full shell wires taking into account both the normal and Andreev scattering and neglecting at the first stage spin-dependent interactions. We go beyond the quasiclassical approximation inside the SM core which is of particular importance for understanding the extreme quantum limit $k_F^c \xi \sim 1$ in realistic SM nanowires. We show typical quasiparticle spectrum right after the vortex entry and typical magnetic flux dependencies of the levels with $k_z = 0$ in Fig. 1. These plots clearly show that the interplay between the normal and Andreev reflection at the SM/SC interface causes multiple branch inversion due to several emerging Fermi level crossings for oscillating sub-gap levels. We stress that experimentally observed skewed magnetic field dependencies of the sub-gap levels in full shell InAs/As nanowires [1] are in a semi-quantitative agreement with our numerical results, thus, justifying the validity of our model.

We also study the effects of the band bending by introducing trial potential profiles in the SM core modelling the presence of the accumulation layer near the SM/SC interface. We show that these effects result in reentrant magnetic flux dependencies of the hard gap in the spectrum which appear to be in a good agreement with recent measurements of the parity effect in the charge transport through the wire placed in an applied magnetic field and Coulomb blockade conditions [1].

Multiple topological transitions

Taking account of the textured spin-orbit coupling results in the hybridization of the vortex states with neighboring angular momenta [2]. Treating the spin-orbit coupling perturbatively, we get the following effective model

$$[E_{\mu}^{+} + (E_{\mu}^{-} + V_Z)\hat{\sigma}_z + \tilde{\alpha}k_z\hat{\sigma}_y]\psi_{\mu,k_z} = E\psi_{\mu,k_z}, \quad (2)$$

$$E_{\mu}^{\pm} = [E_{\mu}^{(0)} \pm E_{\mu+1}^{(0)}]/2.$$

Here, $E_{\mu}^{(0)}$ is the unperturbed quasiparticle spectrum. It can be shown that the model (2) for $\mu = -1/2$ linearized with respect to k_z near the Fermi crossing points

$$E_{-1/2}^{-} \approx v_g^i(k_z - k_i) \quad (3)$$

can be mapped to the one describing a one-dimensional

spinless p-wave superconductor. To define the topological invariants for our model Hamiltonian describing the low-energy states (2) for $\mu = -1/2$ together with Eq. (3) we follow the Ref. [5] and consider the general form of the Hamiltonian $H(k_z) = \mathbf{d}(k_z)\boldsymbol{\sigma}$ where in our case the vector \mathbf{d} lies in the zy -plane. To elucidate the topological properties of this system we calculate the winding number W of the unit vector $\mathbf{d}/|\mathbf{d}|$ while k_z changes from $-k_F^c$ to $+k_F^c$. The topological phase transitions emerge when the quasiparticle spectrum becomes inverted at zero parallel momentum $\delta E = E_{1/2}(0) - E_{-1/2}(0) > 0$. It follows from Eq. (1) that this inversion governed by the oscillating term $\delta E \sim \delta \cos(2k_F^c R_c)$ should occur periodically with the change of the number of the normal state transverse modes.

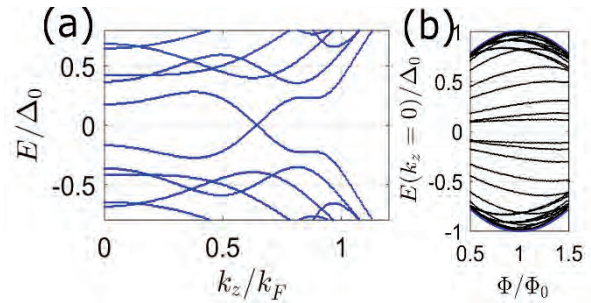


Fig. 1 (a) Typical quasiparticle spectrum right after the vortex entry for a flat potential profile in the core. (b) Typical magnetic flux dependencies of the sub-gap levels with $k_z = 0$. Here $\Phi = \pi H R_c^2$ and Φ_0 is the magnetic flux quantum

This work was in part supported by the Russian Foundation for Basic Research under Grants No. 17-52-12044, 18-02-00390, 19-31-51019, the Foundation for the Advancement of Theoretical Physics and Mathematics “BASIS” Grant No. 17-11-109. In the part of numerical calculations, the work was supported by Russian Science Foundation (Grant No. 17-12-01383).

References

1. S. Vaitiekenas, M.-T. Deng, P. Krogstrup, and C. M. Marcus // arXiv:1809.05513 (2018).
2. R. M. Lutchyn, G. W. Winkler, B. van Heck et. al. // arXiv:1809.05512 (2018).
3. C. Caroli, P.-G. de Gennes and J. Matricon // Phys. Lett. **9**, 307 (1964).
4. N. B. Kopnin, A. S. Mel’nikov, V. I. Pozdnyakova et al. // Phys. Rev. Lett. **95**, 197002 (2005).
5. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).

The influence of external radiation on the Josephson junction + nanomagnet system

K.V. Kulikov^{*1}, M. Nashaat², M. Sameh², K. Sengupta³, Yu.M. Shukrinov^{1,4}

1 BLTP, JINR, Dubna, 141980.

2 Department of Physics, Cairo University, Cairo, Egypt.

3 Theoretical Physics Department, Indian Association for the Cultivation of Science, Jadavpur, Kolkata 700 032, India.

4 Dubna State University, Dubna, 141980.

*kulikov@theor.jinr.ru

We investigate the dynamics of the system of nanomagnet coupled to the Josephson junction. The effect of external radiation on the properties of the Kapitza pendulum features manifested in such a system is studied. It is shown that the voltage value of the complete reorientation of the magnetic moment of the nanomagnet depends on the amplitude of the external radiation applied to the junction.

Introduction

The physics of the JJ+nanomagnet system has recently received considerable attention both theoretically and experimentally. An interesting phenomenon, which is widely studied in this context, is the magnetization reversal of the nanomagnet by an external signal through the JJ [1–6]. Another interesting result is a peculiar manifestation of the Kapitza pendulum properties in such system. In a pendulum with a vibrating suspension point, an external sinusoidal force can invert the stability position of the pendulum if the vibrations of the suspension point oscillate at a high frequency. In this case, an unstable fixed point can become dynamically stable. In refs. [7,8], the authors present the Kapitza pendulum as a mechanical analogy for the JJ coupled to the magnetic subsystem (in particular, the ferromagnetic barrier in the junction or nanomagnet), and demonstrate a reorientation of the easy axis of the magnetic moment of such subsystem.

Model and Methods

We consider the Josephson junction of length l coupled to the nanomagnet with magnetization $M=(M_x, M_y, M_z)$, located at a distance $r_M = ae_x$ from the center of the junction (see Fig. 1).

The dynamics of the magnetic moment components of the nanomagnet can be described by the Landau-

Lifshitz-Hilbert equation (LLG), in dimensionless

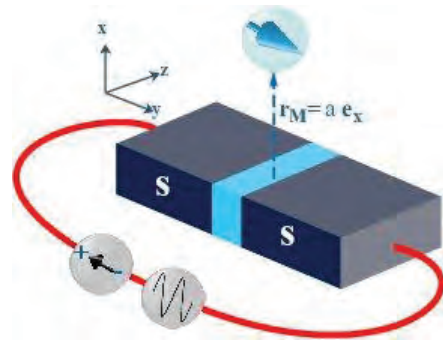


Fig. 1. Schematic diagram of the considered system with the system geometry

quantities given by:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dm_x}{d\tau} = \frac{\Omega_F}{(1 + \alpha^2)} [h_y(m_z - \alpha m_x m_y) - h_z(\alpha m_x m_z + m_y) + \alpha h_x(m_y^2 + m_z^2)] \\ \frac{dm_y}{d\tau} = \frac{\Omega_F}{(1 + \alpha^2)} [h_z(m_x - \alpha m_y m_z) - h_x(\alpha m_x m_y + m_z) + \alpha h_y(m_x^2 + m_z^2)] \\ \frac{dm_z}{d\tau} = \frac{\Omega_F}{(1 + \alpha^2)D} [h_x(m_y - \alpha m_x m_z) - h_y(\alpha m_x m_y + m_z) + \alpha \tilde{h}_z(m_x^2 + m_y^2)] \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} h_x = 0 \\ h_y = m_y \\ h_z = \tilde{h}_z - \epsilon k \dot{m}_z \\ \tilde{h}_z = \epsilon \left[\sin \left(V\tau - km_z + \frac{A}{\Omega} \sin(\Omega\tau) \right) + V + \cos(\Omega\tau) \right] \end{array} \right.$$

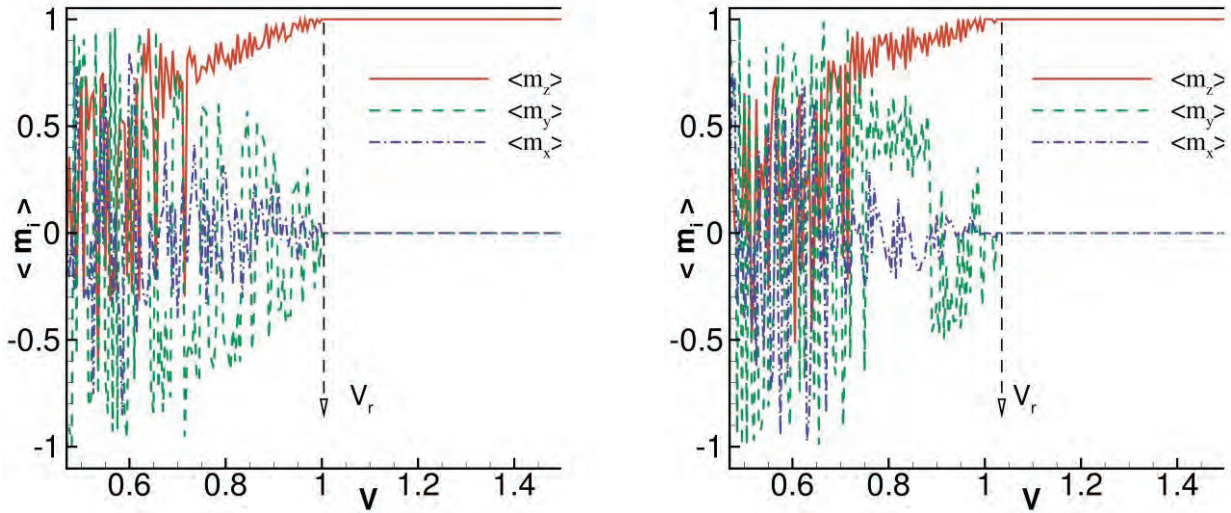


Fig. 1. Dynamics of the magnetic moment components of the nanomagnet as a function of the voltage across the JJ at $\alpha = 0.1$, $G = 3\pi$, $k = 0.1$, $\Omega_F = 0.5$ and $\Omega = 2$. The dashed arrow indicates the voltage of complete reorientation. (Left) dynamics calculated at $A = 0$. (Right) The dynamics are calculated at $A = 1$

where α is the Hilbert damping parameter, $m_i = M_i/M_s$ are the normalized components of the magnetic moment, M_s is the saturation magnetization, h_i are the effective field components normalized to $H_F = \omega_F/\gamma$, γ is the gyromagnetic ratio, ω_F is the frequency of ferromagnetic resonance normalized to the characteristic frequency $\omega_c = 2eRI_c/\hbar$, I_c is the critical current of the JJ, R is the resistance of the JJ, $\tau = t\omega_c$ is the normalized time, $D = 1 + (\omega_F\alpha\epsilon k/(1+\alpha^2))(m_x^2 + m_y^2)$, $\epsilon = Gk$, $G = \epsilon_J/K_{an}V$ is the ratio of the Josephson to magnetic energy, $\epsilon_J = \Phi_0 I_c/2\pi$ is the Josephson energy, Φ_0 is the flux quantum, v is the volume of the nanomagnet, K_{an} - constant of magnetic anisotropy and $k = (2\pi/\Phi_0)\mu_0 M_s l/a\sqrt{l^2 + a^2}$ is the coupling between the JJ and the nanomagnet. The JJ voltage V is normalized to $V_c = \hbar\omega_c/2e$, $A = V_{ac}/V_c$ is the normalized amplitude of the external radiation, $\Omega = \omega_R/\omega_c$ is the normalized frequency of the external radiation, β_c is the McCumber-Stuart parameter.

We solve this nonlinear stiff system of equations using the Gauss-Legendre scheme. The initial conditions are assumed to be $m_x = 0$, $m_y = 1$ and $m_z = 0$, voltage and phase are equal zero.

Discussion

In this work, we study the effect of external radiation on the reorientation of the easy axis of a nanomagnet. The applied voltage at the Josephson junction generates a magnetic field that reorients the magnetic moment of the nanomagnet. Fig. 2 shows the reorientation of the magnetic moment components as a function of the bias voltage of the JJ. The stabilization in the dynamics of the magnetic moment components occurs at $M =$

$(0,0,1)$ and a fixed value of the voltage V_r , which indicates a complete reorientation of the magnetic moment. In the figure to the left, there is no external radiation and $V_r = 1$. Note that under the influence of external radiation with a frequency $\Omega = 2$ and amplitude $A = 1$, the reorientation voltage $V_r = 1.03$. Thus, a change in the amplitude of the external radiation leads to a shift in the voltage of the complete reorientation of the magnetic moment of the nanomagnet V_r .

The study was supported by the Russian Foundation for Basic Research as part of a scientific project № 20-37-70056, № 18-02-00318 and № 18-52-45011.

References

1. L. Cai and E. M. Chudnovsky // *Phys. Rev. B* **82**, 104429 (2010).
2. L. Cai, D. A. Garanin, and E. M. Chudnovsky // *ibid.* **87**, 024418 (2013).
3. Buzdin A. I. // *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005);
4. Buzdin A. I. // *Phys. Rev. Lett.* **101**, 107005 (2008);
5. F. Konschelle and A. Buzdin // *ibid.* **102**, 017001 (2009).
6. Y. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin // *Appl. Phys. Lett.* **110**, 182407 (2017).
7. Yu. M. Shukrinov, A. Mazanik, I. R. Rahmonov, A.E. Botha, and A. Buzdin // *Europhys. Lett.* **122**, 37001 (2018).
8. Yu. M. Shukrinov, M. Nashaat, I. R. Rahmonov, and K.V. Kulikov // *JETP Letters*, **110**, 3, 160-165 (2019)

Geometry–dependent effects in Majorana nanowires

A.G. Kutlin^{1,*}, A.S. Mel’nikov^{2,3}

¹ Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, D-01187 Dresden, Germany.

² Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia.

³ Sirius University of Science and Technology, 1 Olympic Ave, 354340, Sochi, Russia.

*anton.kutlin@gmail.com

Starting from the Bogoliubov – de Gennes (BdG) theory describing the induced p-wave superconductivity in the Majorana wire of an arbitrary shape, we predict a number of intriguing phenomena such as the geometry-dependent phase battery (or a phi-Josephson junction with the spontaneous superconducting phase difference) and generation of additional quasiparticle modes at the Fermi level with the spatial position tuned by the external magnetic field direction. This tuning can be used to extend the capabilities of the braiding protocols in Majorana networks.

Introduction

Recent advances in the technology of the semiconducting nanowires and various hybrid superconducting structures on their basis has opened new horizons both for the study of fundamental problems of superconductivity with nontrivial topology and the device engineering for quantum computing. All possible applications of these systems essentially exploit the topological transition in the quasiparticle spectrum and the resulting emergence of the so-called Majorana quasiparticle states. By now, the observation of the Majorana states is reported in several systems such as the semiconducting nanowires with strong spin-orbit coupling (SOC) and superconducting covering Yu-Shiba-Rusinov states in chains of magnetic adatoms. Clearly, the application of these Majorana systems will demand the construction of the networks of rather complex configurations which, in turn, raises a natural question about the importance of the geometry – dependent effects in the underlying physics of the induced superconductivity (see Fig. 1).

Basic equations

Consider the setup from Fig. 1. Assuming an external magnetic field \mathbf{B} to be homogenous and using a technique from [1], we generalize standard BdG equations describing a Majorana wire [2,3] for the case of a curved wire:

$$\hat{\mathcal{H}}_{smc} = \begin{bmatrix} \hat{\mathcal{H}}_e & \Delta_{ind} \\ \Delta_{ind}^* & -\sigma_y \hat{\mathcal{H}}_e^* \sigma_y \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\hat{\mathcal{H}}_e = \frac{\hat{p}^2}{2m} - \mu - \frac{u}{2} (\hat{\sigma}_n(s), \hat{p}) - g\mu_B \mathbf{B} \cdot \hat{\sigma}, \quad (2)$$

where $\hat{P} = \hat{p} - eA_s/c \equiv -i\hbar\partial_s - eA_s/c$ is a gauge-invariant kinematic momentum along the curve, A_s is a

component of the vector potential \mathbf{A} along the wire, μ is a chemical potential, u is a Rashba spin-orbit coupling constant, μ_B is the Bohr magneton, g is the Lande factor which is known to be large for the systems under consideration, $\hat{\sigma} = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ is a vector of Pauli matrices, and $\hat{\sigma}_n(s) = \sigma_x \sin \varphi(s) - \sigma_y \cos \varphi(s)$ is its component in the sample XY plane perpendicular to the wire. The curly brackets denote the anti-commutator. Then, assuming the Zeeman energy to be large (a Kitaev limit), we treat the SOC term perturbatively and project the 4×4 BdG Hamiltonian $\hat{\mathcal{H}}_{smc}$ to the lower Zeeman band (for detailed derivation see our paper) to obtain the effective low-energy BdG Hamiltonian

$$\hat{\mathcal{H}}_{eff} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2m} (\hat{p} - \frac{e}{c} \tilde{A}_s)^2 - \tilde{\mu} & \frac{1}{2p_F} [\Delta, \hat{p}] \\ \frac{1}{2p_F} \{\Delta^*, \hat{p}\} & -\frac{1}{2m} (\hat{p} + \frac{e}{c} \tilde{A}_s)^2 + \tilde{\mu} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\Delta = i \frac{u p_F \Delta_{ind}(s)}{g\mu_B \mathbf{B}} (\cos \varphi(s) - i \cos \theta \sin \varphi(s)), \quad (4)$$

where p_F is the Fermi momentum, and \tilde{A}_s and $\tilde{\mu}$ are the renormalized effective vector and chemical potentials.

The renormalization doesn't significantly affect the effects we want to discuss, so we will neglect it.

Geometry-dependent phase battery

Consider the case with the magnetic field perpendicular to the sample plane, $\theta = 0$. In that case, the resulting phase of the induced order parameter consists of two contributions: the s-wave phase encapsulated in $\Delta_{ind}(s)$, and the purely geometrical contribution $\varphi(s)$, as it has been already mentioned in a very similar work [4]. Experimentally, the geometrical phase inhomogeneities can be detected using various standard SQUID setups, e.g., one can consider a dc SQUID with two

one-channel Josephson junctions shown in Fig. 2. Indeed, a total flux through the SQUID is expressed in terms of the s-wave phase differences at the junctions, whereas the current through each junction must be calculated using an actual phase difference of the induced gap. As a result, for a total current through the SQUID we obtain

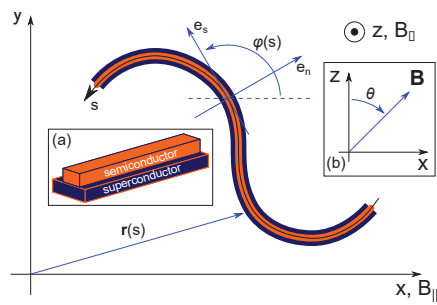
$$J = J_a(\theta_a + \varphi_a) + J_b(\theta_b + \varphi_b),$$


Fig. 1. Illustration of the coordinate system used throughout the work. Insets: (a) heterostructure configuration; (b) magnetic field direction

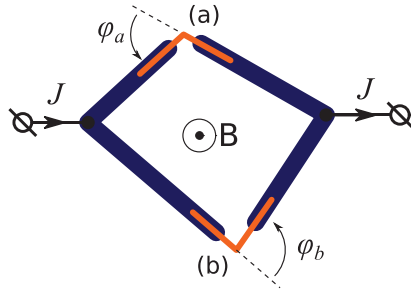


Fig. 2. Possible experimental setup for detection of the spontaneous superconducting phase induced by the wire curvature

where $\varphi_{a,b}$ are the geometrical phase gains at the junctions (a) and (b), and the s-wave phase differences $\theta_{a,b}$ are related as

$$\theta_a - \theta_b = 2\pi\Phi/\Phi_0$$

with Φ and $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ staying for the total flux through the SQUID and the flux quantum, correspondingly. Note that we do not assume the phase batteries (a) and (b) to have the same current-phase relations and use different functions $J_a(\phi)$ and $J_b(\phi)$ instead. Irrespective to the particular form of these functions the resulting shift of the critical current dependence vs. magnetic flux is described by the expression

$$J_c = J_c \left(\Phi + \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2\pi} \Phi_0 \right).$$

This result also holds for a SQUID with an arbitrary number of different junctions; in such cases $\varphi_a + \varphi_b$ must be replaced by a sum of all the corresponding geometrical phase differences.

Zero-energy quasiparticle modes

In another case of the in-plane magnetic field, $\theta = \pi/2$, the nodal gap $\Delta = \Delta_0 \cos \varphi(s)$, $\Delta_0 = up_F |\Delta_{ind}| / g\mu_B B$, turns to zero when $\varphi = \pm\pi/2$; such points separate the regions with different signs of the gap function and can be viewed as Andreev domain walls which are known to host the zero energy quasiparticle bound states. In the quasiclassical limit, the simplest approximation of isolated domain walls gives

$$(E_n^\alpha)^2 = 2\Delta_0^2 \frac{\xi_0}{R} n,$$

where $\xi_0 = \hbar v_F / \Delta_0$ is the coherence length in the semiconductor, and $\alpha = \pm$ stays for two quasiclassical modes moving in opposite directions, for the quasiparticle spectrum. This spectrum clearly allows the zero-energy modes localized at the domain walls.

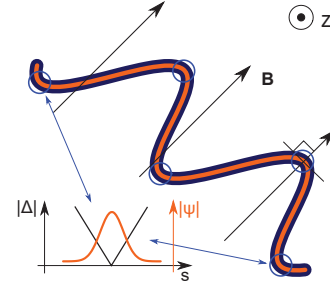


Fig. 3. Domain walls and bound states in the nodal case

Acknowledgements

This work was supported, in part, by the Russian Foundation for Basic Research under Grants Nos. 17-52-12044 and 19-31-51019, German Research Foundation (DFG) Grant No. KH 425/1-1, by the Foundation for the Advancement to Theoretical Physics and Mathematics BASIS Grant No. 17-11-109 and by the German-Russian Interdisciplinary Science Center Grant No. F-2019b-9_d. In the part concerning the analysis of the phase batteries, the work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 17-12-01383).

References

1. F. E. Meijer, A. F. Morpurgo, and T. M. Klapwijk // Physical Review B, V. 66, 033107, 2002.
2. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. Das Sarma // Physical Review Letters, V. 105, 077001, 2010.
3. Y. Oreg, G. Refael, and F. von Oppen // Physical Review Letters, V. 105, 177002, 2010.
4. C. Spånslätt // Physical Review B, V. 98, 054508, 2018.

Coulomb-induced suppression of DOS in superconducting films near SIT

S.V. Postolova^{1,2,*}, H. Suderow³, A.Yu. Mironov¹, J.G. Rodrigo⁴, V. Vinokur⁵, T.I. Baturina¹

¹ A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk, 630090, Russia.

² Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, 603950, Russia.

³ Departamento de Física de la Materia Condensada, Instituto de Ciencia de Materiales Nicolas Cabrera and Condensed Matter Physics Center (IFIMAC), Universidad Autonoma de Madrid, Madrid, 28049, Spain.

⁴ Unidad Asociada de Bajas Temperaturas y Altos Campos Magneticos, UAM, CSIC, Cantoblanco E-28049 Madrid, Spain.

⁵ Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Illinois 60637, Argonne, USA.

*svet.postolova@gmail.com

Employing low temperature scanning tunneling spectroscopy, we investigate the density of state (DOS) $N(E)$ of initially superconducting disordered thin films where the Cooper pairing is completely suppressed by perpendicular magnetic field. Tunneling spectra demonstrate strong suppression of DOS around zero bias that enhances with cooling down. We show the agreement of observed spectra with Bartosch-Kopietz description of Coulomb interaction effect on DOS, that predicts the gap $N \propto |E|$ at $T = 0$ in system with finite resistance.

Introduction

The density of states (DOS) in thin films has plenty of features in the proximity to the disorder-driven superconductor-insulator transition (SIT): the pseudogap above superconducting temperature T_c that is induced by superconducting fluctuations [1]; the existence of a superconducting gap on the insulating side of SIT [2]; the absence of coherence peaks in the gapped DOS, indicating the preformed Cooper pairs that are localized and do not participate in the condensate [3], etc. On the other hand, the enhancement of disorder in thin films manifests also in the suppression of the normal DOS due to enhanced Coulomb interaction — the zero-bias anomaly (ZBA) for weak disorder [4] and Efros-Shklovskii (ES) Coulomb gap [5] for high disordered systems. Moreover, the DOS evolves upon cooling from ES-like Coulomb gap [6] to the hard gap in insulating Be films [7]. This effect is of direct relevance and SIT [8] when the energy scales of superconducting gap and ZBA are of the same order. Yet, the “normal” background of superconducting spectra near SIT has not been understood.

Here we report the substantial enhancement of ZBA with cooling in disordered TiN films where Cooper pairing is fully suppressed. We show the agreement with theoretical model [9, 10] implying the gap $N \propto |E|$ at $T = 0$ in system with finite resistance.

Experiment

Scanning tunneling spectroscopy was carried out using a home made STM [11] set up in a dilution refrigerator.

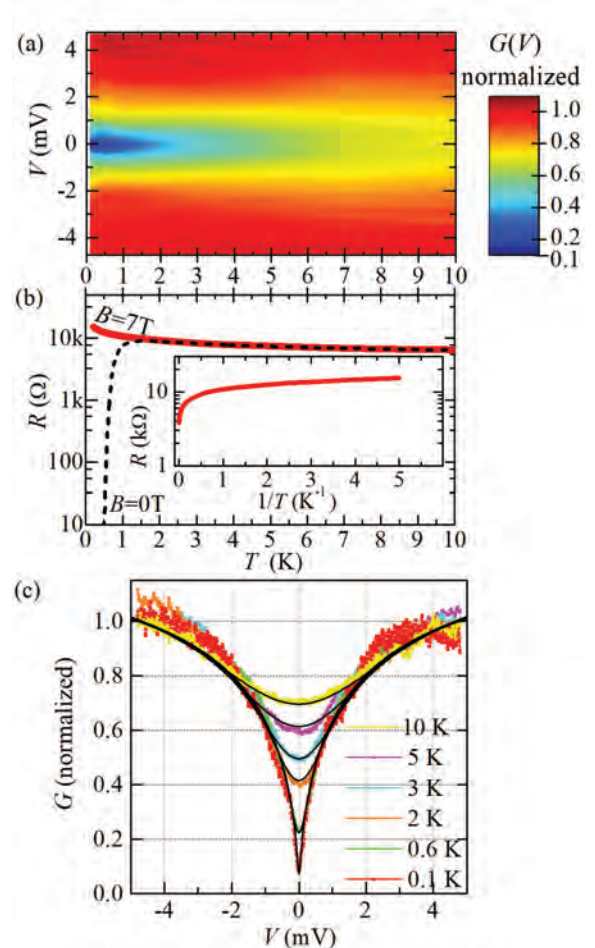


Fig. 1. (a) The color map of tunneling conductance vs. voltage vs. temperature $G(V; T)$ for 5 nm thick TiN film placed in perpendicular magnetic field $B = 7$ T. The conductance $G(V)$ is normalized to $G(5\text{mV})$. (b) Sheet resistance vs. temperature (transport data) in $B = 7$ T (solid lines) and in $B = 0$ T (dashed line). Inset: same data in $B = 7$ T replotted as $R(1/T)$. (c) Data from (a) plotted as $G(V)$ only few temperatures are shown to avoid overcrowding. (a) Black solid lines show the theoretical dependencies with the DOS simulated with Eq. (1)

Figure 1 (a) shows the temperature evolution of measured tunneling conductivity $G(V; T)$ for TiN sample along with the temperature dependence of resistance $R(T)$ (Fig. 1 (b)). To examine the 'bare' normal DOS that is the background for superconducting DOS near SIT, we take samples that are superconductors in $B = 0$ (dashed line in Fig. 1 (b)) and perform STS measurements in high magnetic field in order to suppress Cooper pairing completely, hence to avoid the complicating influence of superconducting DOS. This approach enables us to experimentally single out the effect of enhanced Coulomb interaction on the DOS near the SIT.

Discussion

Replotting temperature dependencies of transport resistance from Fig. 1 (b) as $R(1/T^\nu)$ with $\nu = 1$ we conclude that $R(T \rightarrow 0)$ does not show standard insulating behavior (plots with $\nu = 1/2; 1/3; 1/4$ also were considered) and most probably remains finite as $T \rightarrow 0$. To gain an insight into temperature evolution of $G(V)$ we turn to model of Bartosch and Kopietz (BK) [9, 10] where the description for a low-dimensional metal with long-range Coulomb interactions for the case $N(E \rightarrow 0)$ was developed. The peculiarity of BK model is that it predicts that the metallic Coulomb gap $N(E) E$ appears in the DOS at $T = 0$ in system with finite conductance [9]. For 2D system the DOS is given by:

$$N(E, T) \propto \coth\left(\frac{V}{2T}\right) \cdot 2T \cdot \int_{\tau_0}^{\infty} dt \frac{\sin(Vt)}{\sinh(\pi T t)} \times \exp\left[-\frac{r_0}{4} \ln\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \ln\left(\frac{t}{\tau_0}\right)\right]$$

here T is temperature, r_0 is a dimensionless measure for system's resistance [10], τ_0 is the mean free path time and $\tau_1 = 4 \tau_0 / (\kappa l)^4$ where κ is the Thomas-Fermi screening wave vector and l — the mean free path. For a good metal the Thomas-Fermi screening length is short compared with the mean free path ($\kappa l \gg 1$) so that $\tau_1 \ll \tau_0$ [10]. We've assumed that $\tau_1 = \tau_0$ for our samples.

Figure 2 (b) shows experimental temperature evolution of $G(V)$ together with curves calculated with BK model. The fitting parameter τ_0 that provides the best fit turn out to be $\tau_0 = 7.3 \pm 0.3 \cdot 10^{-15}$ s for both samples— same value that enters description of suppression superconducting critical temperature with disorder $T_c(R_N)$ [12]. Taking that $r_0 = R / (h/e^2)$ where R is the fitting

parameter, we obtain the best fit with $R = 5 \pm 0.1$ k Ω is in accord with sample's transport sheet resistance at room temperature $R_N = 3.9$ k Ω (and for samples with room temperature $R_N = 2.94$ k Ω the fitting parameter $R = 3 \pm 0.05$ k Ω).

To sum up, the BK consideration of effect of Coulomb interaction on the DOS of disordered low-dimensional metal describes fully the $G(V; T)$ evolution with reasonable values of two fitting parameters.

Acknowledgements

The work at Universidad Autonoma de Madrid was supported by the Consejeria de Educacion, Cultura y Deporte (Comunidad de Madrid) through the talent attraction program. The work of T.I.B. on the experiment was supported RSF project No. 19-72-30023. The work of S.V.P. on the analysis of experimental data was supported by RFBR project No. 18-32-00718 mol-a.

References

1. B. Sacepe, C. Chapelier, T. I. Baturina, *et al.* // Nature Communications 1, 140 (2010).
2. D. Sherman, G. Kopnov, D. Shahar, and A. Frydman // Phys. Rev. Lett. 108, 177006 (2012).
3. B. Sacepe, T. Dubouchet, C. Chapelier, *et al.* // Nature Physics 7, 239 (2011).
4. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, // Solid State Commun. 30, 115 (1979).
5. B. I. Shklovskii and A. L. Efros, Electronic Properties of Doped Semiconductors (Springer, New York, 1984).
6. V.Yu. Butko, J. F. DiTusa, and P. W. Adams, // Phys. Rev. Lett. 84, 1543 (2000).
7. E. Bielejec, J. Ruan, and W. Wu, // Phys. Rev. Lett. 87, 036801 (2001).
8. S.-Y. Hsu, J. M. Valles, // Phys. Rev. B 49, 16600 (1994).
9. P. Kopietz, // Phys. Rev. Lett. 81, 2120 (1998).
10. L. Bartosch, P. Kopietz, // Eur. Phys. Journal B 28, 29 (2002).
11. H. Suderow, I. Guillamon, and S. Vieira, // Rev. Sci. Instrum. 82, 033711 (2011).
12. S. V. Postolova, A. Yu. Mironov, M. R. Baklanov, *et al.* // Scientific Reports 7, 1718 (2017).

Anomalous Phase Difference in Josephson Junction via Ferro- and Antiferromagnet

D.S. Rabinovich^{1,2,3*}, I.V. Bobkova^{1,3,4§}, A. M. Bobkov³, M. A. Silaev^{5,1}

¹ Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141700 Russia.

² Skolkovo Institute of Science and Technology, Skolkovo 143026, Russia.

³ Institute of Solid State Physics, Chernogolovka, Moscow reg., 142432 Russia.

⁴ National Research University Higher School of Economics, Moscow, 101000 Russia.

⁵ Department of Physics and Nanoscience Center, University of Jyvaskyla, P.O. Box 35 (YFL), FI-40014 University of Jyvaskyla, Finland.

* daniil.rabinovich@phystech.edu, §bobkova@issp.ac.ru

We predict that S/AF/S contact with Rashba SO interaction exhibit anomalous phase shift, and the effect is present only for the uncompensated antiferromagnets. We also demonstrate anomalous phase difference sensitivity to the Neel vector orientation with respect to the surface, which opens the perspectives of Neel vector control by supercurrent and allows to detect magnetization dynamics by electric means. By considering S/F/S contact with a moving domain wall we also show the influence of anomalous phase shift presence on the magnetization dynamics.

Introduction

The current-phase relation of a Josephson junction (JJ) in its minimal form can be written as $\mathbf{j} = \mathbf{j}_c \sin(\boldsymbol{\varphi} - \boldsymbol{\varphi}_0)$, where $\mathbf{j}_c > \mathbf{0}$ is the critical current of the junction and $\boldsymbol{\varphi}$ is the phase difference between the superconducting leads. In the ground state, which corresponds to $\mathbf{j} = \mathbf{0}$, the phase difference $\boldsymbol{\varphi} = \boldsymbol{\varphi}_0$. Ordinary Josephson junctions are characterized by $\boldsymbol{\varphi}_0 = \mathbf{0}$. There are various examples, including superconductor/ferromagnet/ superconductor JJs, JJs via nonequilibrium normal interlayer, JJs composed of d-wave superconductors where $\boldsymbol{\varphi}_0 = \boldsymbol{\pi}$ state is realized. The so-called anomalous ground state phase shift $\boldsymbol{\varphi}_0 \neq \boldsymbol{n}\boldsymbol{\pi}$ can also occur in systems with broken time-reversal symmetry. The anomalous phase shift is of great interest for superconducting spintronics because it provides a possibility for control of magnetization by supercurrent and electrical detection of magnetization dynamics.

At the same time nowadays there is an emerging sub-field of spintronics research in which the central role is played by antiferromagnets. However, the prospects of synergy between antiferromagnets and superconducting spintronics have barely been investigated yet. In the present paper we predict an anomalous ground state phase shift in a Josephson junction through an antiferromagnet in the presence of Rashba SO-coupling.

We also consider S/F/S contact with a moving domain wall to demonstrate the influence of anomalous phase shift presence on the JJ dynamics.

S/AF/S contact

We consider [1] S/AF/S junction via insulating antiferromagnet in (110) orientation (figure 1) in the presence of Rashba SO coupling. The junction is described by the

Hamiltonian

$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle \sigma} \hat{c}_{i\sigma}^\dagger \hat{c}_{j\sigma} + \sum_{\langle ij \rangle} (\Delta_i \hat{c}_{i\uparrow}^\dagger \hat{c}_{j\downarrow}^\dagger + H.c.) - \mu \sum_{i\sigma} \hat{n}_{i\sigma} + \sum_i m_i (\hat{n}_{i\uparrow} - \hat{n}_{i\downarrow}) + H_R,$$

where Δ_i and m_i are the superconducting and magnetic order parameters respectively, and H_R is the Rashba SO-coupling. Solving Bogolubov de-Gennes equations for the system and calculating current through the interlayer we demonstrate anomalous phase shift presence. The typical example of the current-phase relation that we calculate is presented in figure 2. The important finding is that the effect is present only for uncompensated antiferromagnet, i.e. it is present only in (110) orientation for the antiferromagnets with odd number of magnetic layers, while absent in (100) orientation. However, by comparing our results with different effective models we show that the effect could not be explained only by the influence of uncompensated layers, and antiferromagnetic ordering by itself is of crucial importance for current-carrying Andreev bound states spectra inside the interlayer and the values of the anomalous phase shift.

Another interesting finding is the anomalous phase difference sensitivity to the Neel vector orientation with respect to the surface. This dependence opens the perspectives of Neel vector control by supercurrent and

allows to detect magnetization dynamics by electric means.

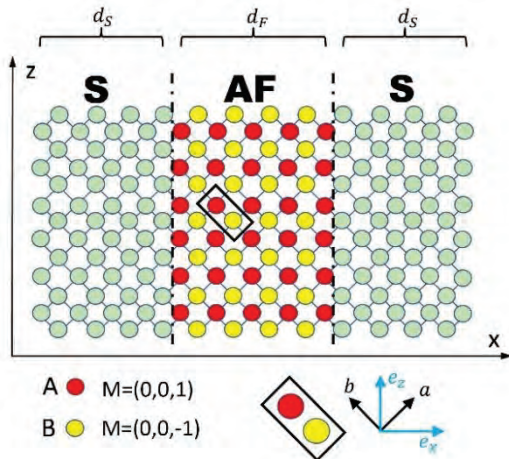


Fig. 1. Sketch of the system under consideration: S/AF/S junction with the uncompensated AF in (110) orientation

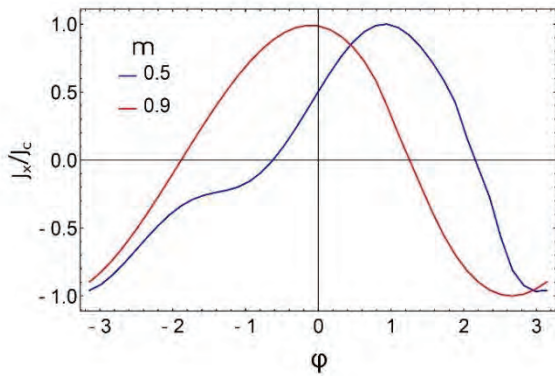


Fig. 2. Examples of current-phase relations for S/AF/S junction for different values of the on-site magnetization. The current is normalized to its critical value

S/F/S contact

We investigate [2] Josephson junction via strong ferromagnet with Bloch or Neel domain wall (figure 3) in the SO-coupling presence. Under the applied current domain wall moves due to spin-orbital torque. For a given current profile, we calculate magnetization of ferromagnet as a function of time by solving Landau-Lifshits-Gilbert equation. We calculate the voltage induced at the Josephson junction in the framework of the resistively shunted Josephson junction model (RSJ) model neglecting the junction capacitance. However, in the presence of the time-dependent anomalous phase shift $\varphi_0(t)$ the well-known equation should be modified by taking into account the emergent electric fields arising in the interlayer due to the time-dependence of the spin-dependent gauge field. The modified equation takes the form

$$j = j_c \sin(\varphi - \varphi_0) + \frac{\dot{\varphi} - \dot{\varphi}_0}{2eRS},$$

where S is the junction area and R is its resistance.

The main finding of the work is that in the presence of magnetization dynamics Josephson contact has no dissipationless regime and it is in the resistive state even for the currents smaller than the critical one. Figure 4 clearly shows that there is no dissipationless regime for the junction with a moving DW. We demonstrate that the dissipation occurring due to Gilbert damping is compensated by the voltage that generates on the junction due to the time dependence of anomalous phase difference.

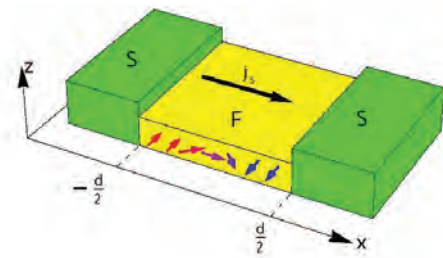


Fig. 3. Sketch of the system under consideration: Josephson junction via strong ferromagnet with a Neel domain wall inside the junction

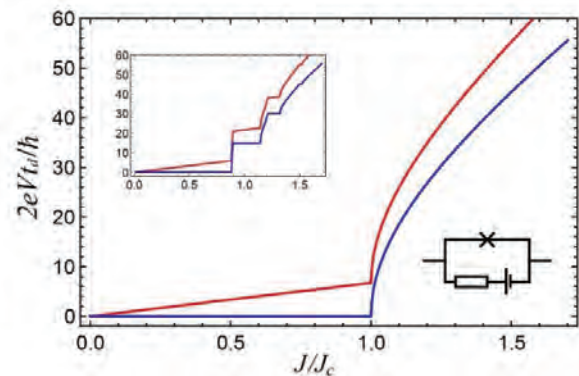


Fig. 4. Current-voltage characteristics of the S/F/S junction with a DW at rest (blue) and a moving DW (red). Upper-left insert: Shapiro steps in the presence of an oscillating current component. Axes labeling is the same as in the main figure. Bottom-right insert: the equivalent circuit scheme of the junction

References

1. D.S. Rabinovich, I.V. Bobkova, A.M. Bobkov, Phys. Rev. Research **1**, 033095 (2019).
2. D.S. Rabinovich, I.V. Bobkova, A.M. Bobkov, and M.A. Silaev, Phys. Rev. Lett. **123**, 207001 (2019).

Physical phenomena in φ_0 -junction: phase dynamics, IV-characteristics and magnetization precessions

Yu.M. Shukrinov^{1,2,4*}, I.R. Rahmonov^{1,3} A.E. Botha⁴

1 BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow Region, 141980, Russia.

2 Dubna State University, Dubna, 141980, Russia.

3 Umarov Physical Technical Institute, TAS, Dushanbe, 734063, Tajikistan.

4 Department of Physics, University of South Africa, Florida 1710, South Africa

*shukrinov@theor.jinr.ru

We study the interaction of the superconducting current with magnetic moment in a φ_0 junction. Phase dynamics, IV-characteristics and magnetization precessions are investigated at different system parameters. We show that along with very complex magnetization precessions appear the regular dynamics with a series of specific phase trajectories in different parts of IV-characteristic. We find that the transformation intervals between parts with complex behavior in the IV-characteristics and dynamics of magnetization precessions have some similarity.

Introduction

The Josephson φ_0 junctions with the current-phase relation $I = I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$, where the phase shift φ_0 is proportional to the magnetic moment perpendicular to the gradient of the asymmetric spin-orbit potential, demonstrate a number of unique features important for superconducting spintronics and modern informational technologies [1-6]. This feature of the current-phase relation allows one to manipulate the internal magnetic moment using the Josephson current [7,8]. In the φ_0 junction the magnetization is coupled to the spin-orbit effect. Thus, once the magnetization rotates, a reverse phenomenon should be expected. Namely, it might pumps current through the φ_0 phase shift which is fueled by the term proportional to magnetization and spin-orbit coupling. It leads to the appearance of the DC component of superconducting current [5,9].

The superconducting phase difference and magnetization of the F layer are two coupled dynamical variables. The system of equations describing the dynamics of these variables is obtained from the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation and Josephson relations for current and phase difference. Particularly, the magnetization dynamics of our system is described by the Landau-Lifshitz-Gilbert equation,

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] \quad (1)$$

$$\mathbf{H}_{eff} = \frac{K}{M_0} \left[Gr \sin(\varphi - r \frac{M_y}{M_0}) \hat{y} + \frac{M_z}{M_0} \hat{z} \right], \quad (2)$$

where the effective field depends on the phase difference between the superconductors across the junction, γ is the gyromagnetic ratio, α is a

phenomenological damping constant, $M_0 = M$ is the magnetization, and $G = E_j/(K)$, where K is an anisotropic constant, V is the volume of ferromagnetic F layer, $r = l v_{so}/v_F$ is parameter of spin-orbit coupling, v_{so}/v_F characterizes a relative strength of spin-orbit interaction, v_F is Fermi velocity, $l = 4\hbar L/\hbar v_F$, L is the length of the F layer, and \hbar denotes the exchange field in the ferromagnetic layer.

In Fig.1 we compare the IV-characteristics with the maximal amplitude of m_y component with decrease of the bias current along the IV-characteristics.

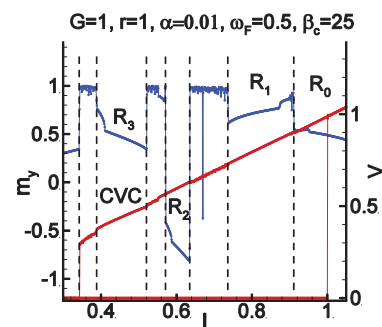


Fig. 1. Part of the IV-characteristic of the junction in the ferromagnetic resonance region together with the maximal amplitude of m_y component with decrease of the bias current along the IV-characteristics

We see very clearly the manifestation of the m_y peculiarities in the IV-characteristics. Along with very complex magnetization precessions appears a regular dependence of m_y on bias current in the regions R_i with some breakpoint in the monotonic dependence. We observe in these regions dynamics of magnetization with a series of specific phase trajectories in different parts of IV-characteristic.

We see the different specific forms of trajectories in Fig.2 in R_1 region of IV-curve. With decrease in bias current we observe a transformation of trajectories at $I=1.0$ to the trajectories of “double” type at $I=0.93$.

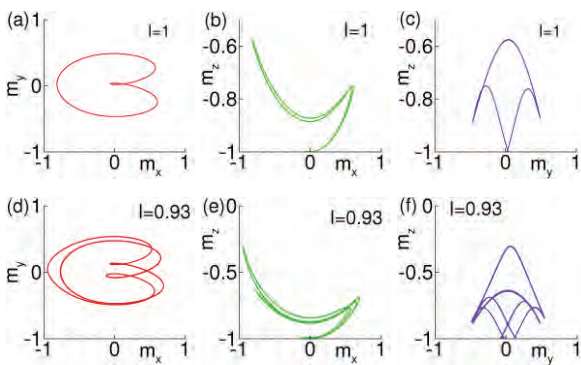


Fig. 2. Magnetization trajectories in the planes $m_y - m_x$, $m_z - m_x$, and $m_z - m_y$ for regular regions R_0

Close behavior we observe in the others intervals of regular $m_y(I)$ -dependence. Particularly, in R_4 we observe we observe a transformation of trajectories “fish” type at $I=0.42$ to the trajectories of “double fish” type at $I=0.40$.

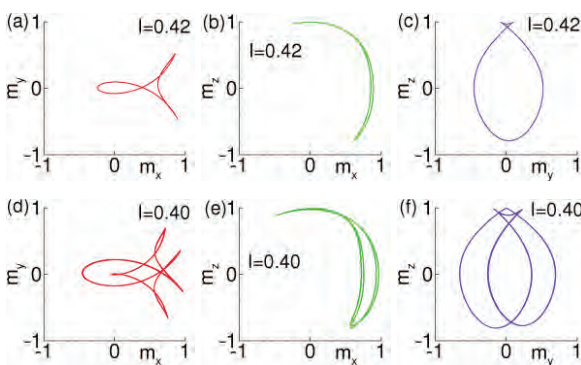


Fig. 3. Magnetization trajectories in the planes $m_y - m_x$, $m_z - m_x$, and $m_z - m_y$ for regular regions R_4 at $I=0.42$ and $I=0.40$

In Fig.4 we present results of FFT analysis of the time dependence of magnetization component m_y and voltage for JJ with and without the magnetic system at $I=1.0$ and $I=0.93$. Results without magnetic system indicate that the dynamics of magnetization is really

determined by Josephson frequency. At $I=0.93$ an additional frequency $f=f_J/4$ appears reflecting doubling of trajectory. The existence of half harmonics in this parameter regime indicates that the excitation of magnetic dynamics happens parametrically.

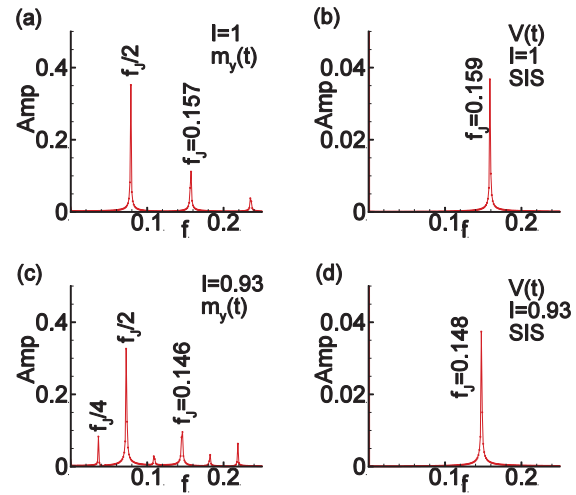


Fig. 4. Results of FFT analysis of temporal dependences of m_y at $I=1.0$ (a,b) and $I=0.93$ (c,d). Figures (c) and (d) correspond results for SIS junctions (without ferromagnetic layer)

The reported study was partially funded by the RFBR research projects 18-02-00318, 18-52 45011-IND. Numerical calculations have been made in the framework of the RSF project 18-71-10095.

References

- [1] Jacob Linder and W. A. Jason Robinson, Nature Physics **11**, 307 (2015).
- [2] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
- [3] A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and E. Ilchev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
- [4] Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin, Applied Physics Letters, **110**, 182407, (2017)
- [5] Yu. M. Shukrinov, A. Mazanik, I. R. Rahmonov, A. E. Botha and A. Buzdin, Europhysics Letter, **122** 37001 (2018)
- [6] П.Х.Атанасова, С.А.Панайотова, И.Р.Рахмонов, Ю.М.Шукринов, Е.В.Земляная, М.В.Башашин, Письма в ЖЭТФ, **110**, 736 (2019).
- [6] A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **101**, 107005 (2008).
- [8] F. Konschelle, A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **102**, 017001 (2009).
- [9] Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and K. Sengupta, Physical Review B **99**, 224513 (2019).

Superconducting optospintronics

Mikhail Silaev

1 Department of Physics and Nanoscience Center, University of Jyväskylä, P.O. Box 35 (YFL), FI-40014 University of Jyväskylä, Finland.

*mikesilaev@gmail.com

We discuss different possibilities of manipulating spin currents and their coupling to other transport properties in superconducting heterostructures driven by the electromagnetic irradiation.

Manipulation of spin states by light has been hot topic in the physics of semiconductor materials [1]. In this talk I will discuss the possibilities to excite spin polarization and spin currents in metals by using non-linear electromagnetic response of superconducting state. The approach is partially based on the unusual spin transport properties of superconductors revealed in recent theoretical and experimental works summarized in the reviews [2,3].

Using the properties of superconductor structures, it is possible to generate different types of electronic non-equilibrium states in the system including those which carry finite spin polarization. First, we discuss properties of the system shown schematically in Fig.1 and considered in [4]. Here, the external irradiation generates non-equilibrium state in superconductor which in the presence of spin -splitting field results in the double-frequency spin current flowing into the adjacent normal metal electrode. Since the external irradiation at certain frequency excites the Higgs mode in superconducting materials, that is slowly-decaying order parameter amplitude oscillations the spin current is strongly enhanced as shown in [4]. Converting such spin currents to electric signals by spin-filtering elements provides a tool for the second-harmonic generation and the electrical detection of the Higgs mode generated by the external irradiation. The non-adiabatic spin torques generated by these spin currents allow for the magnetic detection of the Higgs mode by measuring the precession of magnetic moment in the adjacent ferromagnet. We discuss also the reciprocal effect which is the generation of the Higgs mode by the magnetic precession.

Second, it is shown that the spin current generated in similar setups can flow not only into the adjacent normal metal but also into the ferromagnetic insulator materials as YIG and EuS.

This result provides generalization of the spin pumping formalism for the superconducting state and a number of novel effects connected with coupled dynamics of

magnetic moment and superconducting order parameter controlled by light.

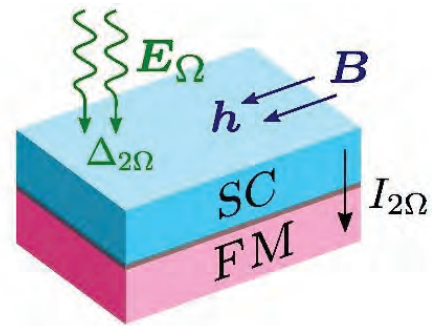


Fig.1: Setup of the superconductor (SC) / ferromagnet (FM) structure. The spin-splitting field h is induced by an external magnetic field B . The double-frequency gap modulation can be excited by the external electromagnetic irradiation and is enhanced due to the coupling to the Higgs mode

Finally, we discuss how to stimulate odd-frequency spin-triplet superconductivity with the help of external magnetic field. It has been commonly accepted that magnetic field suppresses superconductivity by inducing the ordered motion of Cooper pairs. We demonstrate a mechanism which instead provides generation of superconducting correlations by inducing the motion of superconducting condensate. This effect arises in superconductor/ferromagnet heterostructures in the presence of Rashba spin-orbital coupling. We predict the odd-frequency spin-triplet superconducting correlations called the Berezinskii order to be switched on at large distances from the superconductor/ferromagnet interface by the application of a magnetic field [5]. This is shown to result in the unusual behaviour of Josephson effect and local density of states in superconductor/ferromagnet structures.

References

1. F. Meier, B.P. Zakharchenya (eds.), Optical Orientation (North-Holland, Amsterdam, 1984).

2. F.S. Bergeret, M. Silaev, P. Virtanen, T.T. Heikkilä, *Rev. Mod. Phys* 90 (4), 041001 (2018).
3. T.T. Heikkilä, M. Silaev, P. Virtanen, F.S. Bergeret, *Prog. Surf. Sci.* 94 (3), 100540 (2019).
4. Spin currents driven by the Higgs mode in magnetic superconductors, M. A. Silaev, R. Ojajarvi, T.T. Heikkilä, arXiv:1907.00539
5. Odd triplet superconductivity induced by the moving condensate, M.A. Silaev, I.V. Bobkova, A.M. Bobkov, arXiv:2001.02507

Индукцирование майорановских двойных мод кулоновским взаимодействием и их устойчивость в режиме сильных корреляций в сверхпроводящих нанопроволоках

С.В. Аксенов, А.О. Злотников*, М.С. Шустин

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036.

*zlotn@iph.krasn.ru

Показано возникновение майорановских двойных мод, в том числе при слабых магнитных полях, за счет кулоновского взаимодействия в сверхпроводящих нанопроволоках. Данные моды характеризуются парой невзаимодействующих майорановских фермионов на каждом краю нанопроволоки. В режиме сильных электронных корреляций одна из пары мод преимущественно подавляется, также как и майорановские одиночные моды в более высоких полях.

Введение

Известно, что при индуцировании сверхпроводящих спариваний расширенного s-типа симметрии в полупроводниковых нанопроволоках возможна реализация крамерсовских дуплетов майорановского типа в нулевом поле, переходящих в майорановские двойные моды (MDM) в магнитном поле [1]. Такая ситуация реализуется, когда в системе присутствует симметрия по отношению к инверсии времени, либо эквивалентная ей симметрия.

Недавно сообщалось о возможности реализации сильных взаимодействий в полупроводниковых нанопроволоках InAs [2]. В этой связи в настоящее время большой интерес вызывает вопрос об устойчивости майорановских мод в нанопроволоках по отношению к учету кулоновского взаимодействия. Следует отметить, что работы в данном направлении в основном ограничивались модельными нанопроволоками с майорановскими одиночными модами (MSM) [3, 4], за исключением [5], в которой на основе DMRG расчетов показано формирование майорановских дуплетов в нулевом поле при учете взаимодействия.

В данной работе в рамках DMRG метода исследовано влияние кулоновских взаимодействий на MSM и MDM в полупроводниковых нанопроволоках с комбинацией индуцированных сверхпроводящих спариваний s- и расширенного s-типа симметрии.

Обсуждение результатов

Исследуется 1D модель Шубина-Вонсовского со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашба и наведенными сверхпроводящими спариваниями s- и расширенного s-типа.

Ранее в [6] для описания майорановских мод была введена майорановская поляризация:

$$MP_j = \sum_{f\sigma} (w_{jf\sigma}^2 - z_{jf\sigma}^2) / \sum_{f\sigma} (w_{jf\sigma}^2 + z_{jf\sigma}^2), \quad (1)$$

характеризующая j возбуждение в системе. В (1) суммирование ведется по узлам половины цепочки. В DMRG подходе коэффициенты рассчитываются из определений:

$$w_{jf\sigma}, z_{jf\sigma} = \langle \Psi_j | a_{f\sigma} \pm a_{f\sigma}^\dagger | \Psi_0 \rangle. \quad (2)$$

Условие $MP_j \approx 1$ определяет реализацию ярко выраженной майорановской моды. На рисунке 1 показаны зависимости MP_1 и MP_2 , соответствующие двум наименьшим по энергии возбуждениям, от величины параметра кулоновского отталкивания U . Видно, что для малых U майорановские моды не формируются из-за недостаточной величины приложенного магнитного поля ($h=0.1$). С ростом U появляются MDM за счет подавления сверхпроводящих спариваний s-типа и реализации дополнительного топологического перехода при возникновении нодальных точек сверхпроводящего параметра порядка. С дальнейшим ростом U из MDM при $\mu=0.5$ остается только одна майорановская мода (см. зависимости, показанные сплошными линиями).

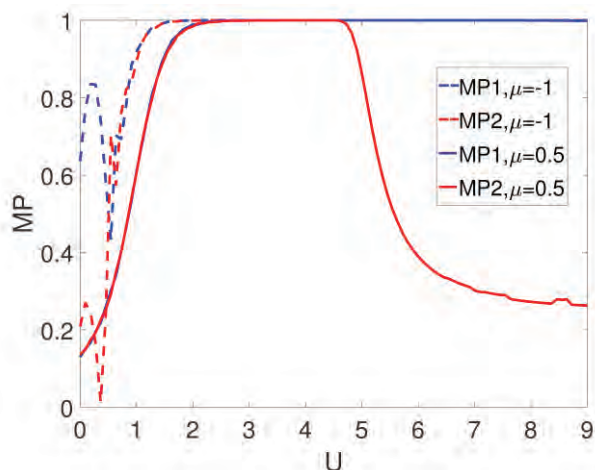


Рис. 1. Зависимость майорановской поляризации MP_i от параметра одноузельного кулоновского отталкивания для $h=0.1$ и различных значений μ . Энергетические величины в единицах параметра перескока

В режиме $U \rightarrow \infty$ при использовании атомного представления модель сводится к аналогу t -модели со спин-орбитальной связью и наведенными спариваниями расширенного s -типа, в которой состояния с двумя электронами на узле явным образом отброшены. В этом режиме диаграмма майорановской поляризации MP_1 в переменных h - μ , рассчитанная в рамках DMRG, представлена на рисунке 2. Видно, что в области высоких полей, в которой при слабых корреляциях существовали MSM, краевых состояний нет. С другой стороны, в найденной ранее области с MDM (область с преимущественно желтым цветом), в основном сохраняются только одиночные майорановские моды, так как MP_2 существенно меньше 1 в большей части области. В пределе $U \rightarrow \infty$ характеристики майорановских мод описаны также в приближении Хаббард-I, что позволило определить существенную роль многочастичных эффектов.

Будет обсуждаться эффективная модель нанопроволоки в пределе $U \gg t, \alpha$, по аналогии с известной t - J^* -моделью, в которой учитываются взаимодействия, индуцированные спин-орбитальной связью Рашба.

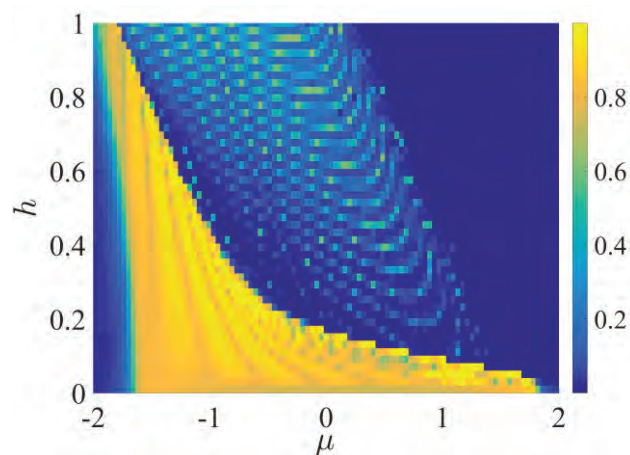


Рис. 2. Диаграмма майорановской поляризации MP_1 для режима $U \rightarrow \infty$

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 19-02-00348-а, 20-32-70059), Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки (№ 19-42-240011). С.В.А. выражает благодарность гранту Президента РФ МК-1641.2020.2 за оказанную поддержку.

Литература

1. C.L.M. Wong and K. T. Law, Phys. Rev. B 86, 184516 (2012).
2. Y. Sato, S. Matsuo, C.-H. Hsu, P. Stano, K. Ueda, Y. Takeshige, H. Kamata, J. S. Lee, B. Shojaei, K. Wickramasinghe, J. Shabani, C. Palmström, Y. Tokura, D. Loss, and S. Tarucha, Phys. Rev. B 99, 155304 (2019).
3. E. M. Stoudenmire, J. Alicea, O. A. Starykh, and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B 84, 014503 (2011).
4. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. 105, 077001 (2010).
5. A. Haim, A. Keselman, E. Berg, and Y. Oreg, Phys. Rev. B 89, 220504 (2014).
6. N. Sedlmayr, C. Bena, Phys. Rev. B 92, 115115 (2015).
7. S. V. Aksenov, A. O. Zlotnikov, and M. S. Shustin, ArXiv:1911.01035 [Cond-Mat] (2019).

Экспериментальное наблюдение s -компоненты сверхпроводящего спаривания в тонких неупорядоченных пленках ВТСП на основе YBCO

А.В. Антонов¹, А.И. Елькина¹, В.К. Васильев², Д.В. Мастеров¹, А.Н. Михайлов²,
С.В. Морозов¹, С. А. Павлов¹, А.Е. Парафин¹, Д.И. Тетельбаум², С.С. Уставщиков^{1, 2},
П.А. Юнин^{1, 2}, Д.А. Савинов^{1, 2, *}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, проспект Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*sainovda@ipmras.ru

В работе представлены оригинальные результаты исследования тонких пленок ВТСП на основе YBCO. Мы провели несколько экспериментов, которые подтверждают необычное теоретическое предсказание возможного формирования s -фазы сверхпроводящего спаривания в неупорядоченных сверхпроводниках d -типа при постепенном уменьшении средней длины свободного пробега. В качестве образцов мы использовали пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, в которых экспериментально подтвержден d -тип сверхпроводящего состояния. Постепенное уменьшение длины свободного пробега достигалось как с помощью термического отжига, так и в результате ионной имплантации. Эксперименты включали в себя измерения температурной зависимости лондоновской глубины проникновения λ , а также резистивные исследования

В последние несколько лет наблюдается яркий всплеск в исследовании высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с высокой степенью неупорядоченности (см., например, работы [1-5]). Данный интерес обусловлен тем, что вблизи перехода сверхпроводник-нормальный металл (или сверхпроводник-изолятор) возможно проявление достаточно необычных свойств таких материалов. В частности, экспериментально обнаружено, что электронный транспорт в несверхпроводящем состоянии пленок YBCO, содержащих решетку нанотверстий, осуществляется не отдельными электронами, а куперовскими парами [1]. Также необычной особенностью неупорядоченных ВТСП материалов является теоретическое предсказание возможного формирования s -фазы сверхпроводящего спаривания при постепенном увеличении степени беспорядка в образцах [2]. Более того, свойства таких материалов во внешнем магнитном поле H оказываются еще более загадочными – температурная зависимость верхнего критического поля $H_{c2}(T)$ оказывается монотонно возрастающей, что приводит к возможности стимулирования сверхпроводимости с помощью приложения H [3], тогда как обычно внешнее магнитное поле всегда подавляет критическую температуру T_c . Некоторые другие аномальные особенности фазовых диаграмм на плоскости внешнее магнитное поле H – температура T были исследованы экспериментально в наших

недавних работах для тонких пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с разной степенью неупорядоченности [4, 5]. В частности, обнаружено при постепенном увеличении дозы ионной имплантации наблюдается необычное уменьшение наклона верхнего критического поля вблизи $T_{c0}=T_c(H=0)$, тогда как обычно рост концентрации дефектов приводит к увеличению локального наклона линии фазового перехода $H_{c2}(T)$. Также обнаружено, что температурная зависимость верхнего критического поля обладает положительной кривизной вблизи T_{c0} .

Настоящая работа посвящена экспериментальной проверке теоретического предсказания работы [2] о возможном формировании s -фазы параметра порядка в сильно неупорядоченных сверхпроводниках d -типа, когда существенны флуктуации средней длины свободного пробега. Фактически, в таких системах возникает джозефсоновская сеть гранул с s -типом сверхпроводящего спаривания, которые обладают некоторым распределением наведенного параметра порядка (каждая гранула характеризуется определенным значением T_c и определенной фазой параметра порядка). В результате, поведение системы напоминает поведение спиновых стекол. Это означает, что при $T \rightarrow 0$ температурная зависимость лондоновской глубины проникновения λ должна иметь термо-активационный характер, подобно тому, как это происходит в обычных сверх-

проводниках s -типа. Данное предположение мы проверяли экспериментально.

Использовались тонкие пленки ВТСП на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, которые выращивались методом магнетронного распыления на подложках из алюмината лантана LaAlO_3 , а также на подложках из сапфира Al_2O_3 . Толщины пленок d составляли от 4 до 200 нм. В рамках методики «две катушки» мы измерили температурную зависимость λ для образца с разной степенью неупорядоченности. Для исходного образца данная зависимость оказалась степенной при малых температурах (см., например, Рис. 1). При последующих измерениях $\lambda(T)$ пленка предварительно подвергалась последовательным актам термического отжига, либо ионной имплантации (ионы кислорода). Возникающий таким образом в пленке беспорядок приводил к постепенному понижению критической температуры T_{c0} . В частности, для пленки толщиной $d = 4$ нм выяснено, что для T_{c0} , превышающих 50 К, качественный вид $\lambda(T)$ практически не меняется. Однако, для T_{c0} порядка 50 К и ниже температурная зависимость лондоновской глубины проникновения хорошо описывается формулой теории БКШ, что может являться свидетельством формирования s -компоненты спаривания в пленке (см. Рис.1).

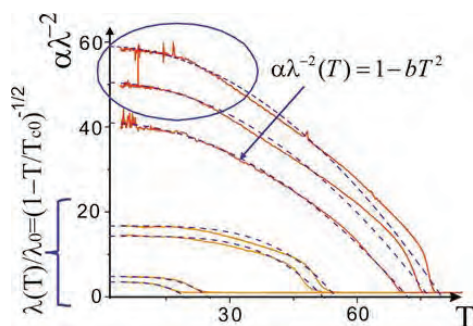


Рис. 1. Типичные зависимости $\lambda^2(T)$ для пленки толщиной $d = 4$ нм и разных степеней термического отжига. Здесь α и b – постоянные коэффициенты. Пунктиром представлены экспериментальные данные, сплошные линии соответствуют представленным на рисунке формульным аппроксимациям. Овалом обозначена температурная область наилучшей аппроксимации степенной функцией для исходного образца и случая первой стадии термического отжига

Также в данной работе проведены транспортные измерения разупорядоченных мостиков, сформированных, на основе пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ толщиной $d = 200$ нм. Разупорядоченность достигалась посте-

пенно – с помощью последовательных актов имплантации ионов кислорода. Измерения проводились после каждого акта. Таким способом мы проанализировали особенности сверхпроводящего фазового перехода для разных степеней беспорядка в системе. В частности, изучена зависимость критической температуры T_{c0} от дозы имплантированных ионов n_D – фактически, от концентрации нейтральных дефектов, возникших в образце. Данная зависимость определялась по разным резистивным уровням, соответствующим определенной доле сопротивления относительно сопротивления на начале сверхпроводящего перехода. Под началом сверхпроводящего перехода подразумевается значение критической температуры, ниже которой сопротивление образца начинает понижаться. Особое внимание было уделено исследованию зависимостей $T_{c0}(n_D)$ для достаточно высоких резистивных уровней сверхпроводящего перехода, когда в образце возникает сеть случайно распределенных сверхпроводящих гранул с d -типом спаривания внутри материала, находящегося преимущественно в нормальном состоянии, обусловленного имплантацией. Обнаружено, что для доз $n_D > 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ зависимость $T_{c0}(n_D)$ остается практически неизменной, что может означать формирование s -компоненты сверхпроводящего спаривания в образце, поскольку критическая температура обычных сверхпроводников не зависит от концентрации нейтральных дефектов вплоть до перехода сверхпроводник-изолятор.

Исследования настоящей работы выполнены при поддержке гранта РФФИ №18-42-520051, программы Президиума РАН «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», а также в рамках госзадания ИФМ РАН.

Литература

1. C. Yang et al. // Science, 10.1126, 5798 (2019).
2. S. A. Kivelson and B. Spivak // Phys. Rev. B, 92, 184502 (2015).
3. M. Schiulaz, C. L. Baldwin, C. R. Laumann, and B. Z. Spivak // Phys. Rev. B, 98, 094508 (2018).
4. А. В. Антонов и др. // ФТТ, 61, 1573 (2019).
5. A. V. Antonov et al. // Physica C, 568, 1353581 (2020).

Корреляционное время флуктуаций сопротивления на резистивном переходе в сверхпроводнике

Э.М. Баева^{1,2}, Н.А. Титова¹, А.И. Кардакова^{1,2}, В.С. Храпай³

¹Московский Государственный Педагогический университет, Москва

²Высшая Школа Экономики (Национальный Исследовательский Университет), Москва

³Институт Физики Твёрдого Тела РАН, Черноголовка

Перенос заряда в проводнике является по своей природе случайным процессом, поскольку в подавляющем большинстве случаев обусловлен рассеянием носителей, имеющим стохастическую природу [1]. Не слишком быстрые спонтанные флуктуации напряжения и тока этой природы всегда строго синхронны, что определяется законом сохранения заряда и малостью масштаба времени свободного пробега. В результате, измеренные в гипотетическом эксперименте мгновенные значения тока и напряжения связаны просто через сопротивление образца и внешней цепи [1]. Значит, несмотря на фундаментальную случайность процессов рассеяния, электрическое сопротивление остается чрезвычайно хорошо определенной величиной в очень широком диапазоне частот.

Очевидно, приведенное выше рассуждение неприменимо к модуляционным шумам фликкерской природы [2], поскольку в этом случае речь идет об очень медленных изменениях свойств самого образца. Гораздо интереснее, однако, что подобная логика не работает и в отношении резистивного состояния сверхпроводника. В этом случае, наличие конечного сопротивления не связано с рассеянием квазичастиц, а обусловлено флуктуациями модуля или фазы параметра порядка, вообще говоря, способными релаксировать сколь угодно медленно в критической области сверхпроводящего перехода, в соответствии с уравнением Гинзбурга-Ландау, зависящим от времени [3]. В этом случае следует говорить о сопротивлении как случайной величине, корреляционные времена которой имеют прямое отношение к природе резистивного состояния и не обязаны быть короткими.

В этом докладе будут представлены результаты исследования гигантских флуктуаций напряжения на резистивном переходе в тонких эпитаксиальных пленках нитрида титана. Будет показано, что шумы

напряжения в пределе малых токов смещения в диапазоне частот примерно до 100 МГц обусловлены спонтанными флуктуациями сопротивления. Спектр этих флуктуаций имеет лоренцовский вид, что соответствует временной корреляционной функции экспоненциального вида. Измеренное корреляционное время флуктуаций оказывается близко ко времени неупругого электрон-фононного рассеяния, полученному независимо по измерениям стационарной теплоотдачи в нормальном состоянии. В отличие от времени Гинзбурга-Ландау, или его аналога в теории нелинейных флуктуационных эффектов [4], в нашем эксперименте корреляционное время флуктуаций сопротивления не обнаруживает тенденции к расходимости на всей ширине резистивного перехода. В рамках доклада будет обсуждаться зависимость корреляционного времени от температуры резистивного перехода, сдвигаемого поперечным магнитным полем, и от размера образца, а также связь полученных результатов с феноменологией спонтанных флуктуаций температуры.

Авторы благодарны А.В. Семенову, М.А. Скворцову и Г.Н. Гольцману за полезные обсуждения, а также коллегам из университет Пердью (США) за предоставленные пленки TiN. Работа частично поддержана проектом РФФИ 19-32-60076.

Литература

1. Y. Blanter and M. Büttiker, Phys. Rep. 336, 1 (2000).
2. R.F. Voss, J. Clark, Phys. Rev. B 13, 556 (1976)
3. A. Larkin, A. Varlamov, Theory of Fluctuations in Superconductors, Oxford University Press (2005).
4. A.I. Larkin, Yu.I. Ovchinnikov, JETP 92, 519 (2001).

Влияние SiO₂/Si подложки на тепловую релаксацию разупорядоченных металлических пленок

Э.М. Баева^{1,2}, Н.А. Титова¹, А. Самсонова¹, А.В. Семенов¹, В.С. Храпай^{2,3},
А.И. Кардакова^{1,2}, Г.Н. Гольцман^{1,2}

¹Московский педагогический государственный университет, 119435, Москва, Россия.

²Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, Москва, Россия.

³Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, Россия

В этой работе мы хотим сосредоточить внимание на эффекте влияния SiO₂/Si подложки на тепловую релаксацию NbN пленок. Нами было экспериментально обнаружено, что наличие оксида SiO₂ ограничивает тепловую релаксацию металлических пленок в температурном диапазоне от 4К до 50К. Из экспериментальных результатов оценена теплопроводность оксида SiO₂, которая имеет линейную зависимость от температуры, и близка к значениям ранее полученных методом калориметрии.

Введение

Характер энергетической релаксации определяет временные характеристики детекторов излучения на основе тонких металлических NbN пленок при низких температурах [1]. Согласно передовым теоретическим моделям [2-3], эффективность детектирования сверхпроводниковых детекторов критически зависит от масштабов времени электрон-фононной релаксации τ_{e-ph} и времени ухода фонона в подложку τ_{esc} , которые качественно определяют характерный размер горячего пятна и его релаксацию [1].

Время релаксации может быть исследовано в экспериментах по амплитудно-модулированному поглощению излучения [4-5], однако, это не всегда является простой задачей. Для интерпретации результатов, полученных в таких экспериментах, используются модель энергетического баланса, в которой вводится акустическое рассогласование между пленкой и подложкой [6]. В некоторых случаях, требуется включение в модель специального "узкого горла" в релаксации [7], которое может объяснить времена релаксации, намного превышающие τ_{e-ph} , несмотря на подобную температурную зависимость.

В этой работе мы исследуем тепловой транспорт в неупорядоченных металлических NbN пленках на коммерческих SiO₂/Si подложке. Мы ожидаем, что 250нм слой SiO₂ будет ограничивать теплоотдачу металлических пленок в области 4К-50К. В этом случае из-за ухода тепла в подложку устанавливается температурный градиент поперек

оксида, который определяется температурной зависимостью теплопроводности SiO₂ $\chi_{ph}(T)$ (рис.1).

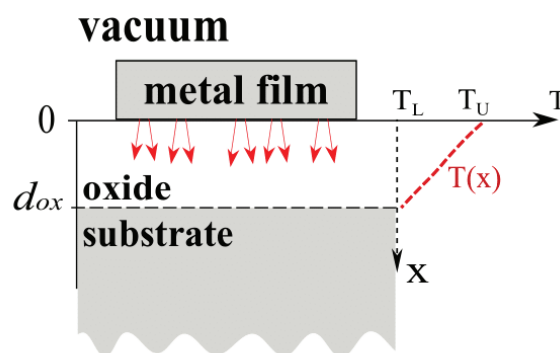


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной модели. Проводящая пленка расположена на подложке со слоем оксида толщиной d и равномерно нагревается за счет джоулева тепла. Тепловая релаксация за счет ограничения теплопроводности оксида подложки приводит к градиенту температуры поперек оксидного слоя вдоль направления x . T_U и T_L - температуры на верхней и нижней поверхностях оксидного слоя, соответственно

Детали эксперимента

Пленки NbN с толщинами от 5 до 200нм напылены на подложки SiO₂/Si и Si при комнатной температуре. Удельное сопротивление пленок NbN составляло 700 $\mu\Omega\text{см}$, в дальнейшем из пленок были изготовлены структуры с размерами $0.5 \times 16 \text{ мкм}^2$ и $1 \times 25 \text{ мкм}^2$. Экспериментальная установка для шумовой термометрии была собрана в ⁴He вакуумной вставке с резонансной схемой на частоте 40МГц на входе высокоимпедансного малошумящего усилителя, который находится в вакууме (с усилением

бдБ и шумом входного тока усилителя $10^{-27} \text{ A}^2/\text{Гц}$). Сигнал дополнительно усиливается цепочкой комнатных малошумящих усилителей, фильтруется и измеряется с помощью детектора мощности.

Результаты и обсуждение

В данном эксперименте к NbN образцу прикладывается напряжение, которое приводит к джоулеву нагреву электронной подсистемы и последующему увеличению флуктуаций тока. Шумовая температура T_N определяется из соотношения Джонсона-Найквиста $S_I = 4k_B T_N/R$.

На рис. 2 приведена функциональная зависимость T_N от джоулевой мощности P для образцов на SiO_2/Si подложке описываются как $P/S = \Sigma^{2D}(T_N^2 - T_b^2)$, где Σ^{2D} -коэффициент теплоотвода, T_N – шумовая температура, T_b – температура ванны. Поведение $P \sim T_N^2$ и отсутствие зависимости от толщины образца близки к нашему теоретическому предсказанию, что основное узкое место в тепловой релаксации обусловлено слоем оксида SiO_2 . Оцененная в такой модели теплопроводность для SiO_2 линейно зависит от температуры со значением при 20K $\chi_{\text{ph}}(20\text{K}) = 0.1 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$. Наши оценки близки к значению теплопроводности, полученной методом калориметрии [8-9].

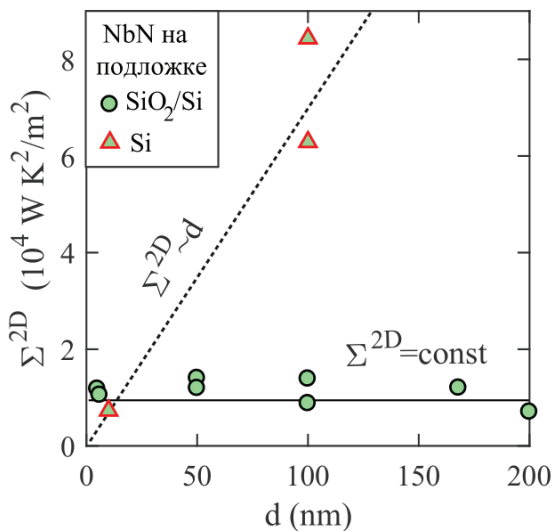


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотвода Σ^{2D} от толщины d для NbN образцов на SiO_2/Si и Si подложках. Для сравнения двух режимов нанесены черные линии (гид для глаз), сплошная линия соответствует коэффициенту Σ^{2D} , который не зависит от толщины (подложечный эффект), пунктирная линия соответствует $\Sigma^{2D} \sim d$ (мощность нормирована на объем)

На рис. 2 также представлены данные для NbN на Si подложке, для которой предполагается, что слой натурального оксида SiO_2 составляет не более 3 нм. В отличие от образцов на SiO_2/Si отток тепла из толстых пленок при смене подложки на Si значительно улучшился и зависит от толщины, что еще раз подтверждает влияние SiO_2 на теплоотдачу.

В этой работе мы экспериментально исследовали ограничение теплоотвода, обусловленного релаксацией тепла за счет теплопроводности SiO_2/Si подложки. Мы обнаружили, теплопроводность подложки может является основным "узким горлом" препятствующим в теплоотводе металлических пленок от 4K до 50K.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-10101) и гранта Президента Российской Федерации МК-1308.2019.2

Литература

1. C. M. Natarajan, M. G. Tanner, and R. H. Hadfeld // *Superconductor Science and Technology*, V. 25, 063001 (2012).
2. T. M. Klapwijk and A. V. Semenov // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, V. 7, 627648 (2017).
3. D. Y. Vodolazov // *Phys. Rev. Applied*, V. 7, 034014 (2017).
4. D. Rall, *et al.* // *Journal of Physics: Conference Series*, V. 234, 042029 (2010).
5. A. Kardakova, *et al.* // *Applied Physics Letters*, V. 103, 25, 252602 (2013).
6. T. Elo, *et al.* // *J. Low Temp. Phys.*, 189, 204 (2017).
7. M. V. Sidorova, *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 97, 184512 (2018).
8. T. L. Smith, P.J. Anthony, and A. C. Anderson // *Phys. Rev. B* 17, 4997 (1978)
9. David G. Cahill and R. O. Pohl // *Phys. Rev. B*, V. 35, 4067 (1987).

Сверхпроводимость в ко-допированных медью кристаллах $Sr_xBi_2Se_3$

М.И. Банников^{2,*}, В.П. Мартовицкий¹, Г.В. Рыбальченко¹, Ю.Г. Селиванов¹,
О.А. Соболевский¹, А.Ю. Кунцевич¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² Научно-исследовательский институт Высшая школа экономики, Москва, 101000.

*bannikovmi96@gmail.ru

Экспериментально исследовано влияние ко-допирования медью на параметры кристаллической решетки, проводящие свойства и сверхпроводимость в кристаллах $Cu_ySr_xBi_2Se_3$ с номинальной долей стронция $x=0.1 - 0.2$. При добавлении малого количества меди (меньше 0.4 атомных %) постоянные решетки a и c , а также концентрация электронов увеличиваются, при этом кристаллы остаются сверхпроводящими, а критическая температура почти не изменяется. Дальнейшее увеличение u до 0.6 ат. % полностью подавляет сверхпроводимость. Также наши результаты показывают, что за сверхпроводимость в материалах, основанных на $Sr_xBi_2Se_3$, ответственна однородная кристаллическая фаза со значительно более низким уровнем допирования стронцием $x < 0.02$, чем общепринятое значение $x \sim 0.06$, и эта сверхпроводимость связана со структурным положением атомов Sr в матрице Bi_2Se_3 .

Введение

Найденная в 2010 году сверхпроводимость в кристаллах $Cu_yBi_2Se_3$ [1] привлекла внимание своей необычностью (малая концентрацией носителей и возможное спаривание с ненулевой четностью), однако исследования проводящих свойств осложняются низким структурным качеством и невысокой долей сверхпроводящей фазы (до 50% в луч-

ших кристаллах). В родственном сверхпроводящем материале $Sr_xBi_2Se_3$, открытом в 2015 г. [2], структурное качество оказалось более высоким, доля сверхпроводящей фазы составляла до 100%, а проводящие свойства не менялись при длительном хранении. Это позволило открыть в $Sr_xBi_2Se_3$ ряд новых эффектов: нематическая сверхпроводимость (спонтанное нарушение вращательной симметрии проводящих свойств в магнитном поле), дираковский характер поверхностных состояний и нематичность выше T_c (подробнее см. обзор [3]).

Тем не менее, до сих пор остаётся не ясным конкретное расположение атомов допанта (Cu, Sr) в решетке и влияние этого расположения на сверхпроводимость. Также интересно, можно ли изменять размер и форму Ферми-поверхности изменяя концентрацию допирующего вещества?

Для $Sr_xBi_2Se_3$ пока не существует надёжного способа изменять T_c за счёт изменения номинальной доли стронция x , поскольку в сверхпроводящих кристаллах с номинальным содержанием $x=0.1 - 0.2$ среднее по кристаллу содержание почти не зависит от x и составляет около 0.07. Частичная замена анионов Se на S приводит лишь к расширению сверхпроводящего перехода, но не к изменению T_c или подавлению сверхпроводимости.

В нашей работе мы исследовали влияние концентрации носителей на сверхпроводимость в допированных кристаллах Bi_2Se_3 , поэтому реализовали другую стратегию. Известно, что концентрация электронов в $Cu_yBi_2Se_3$ растёт с u и

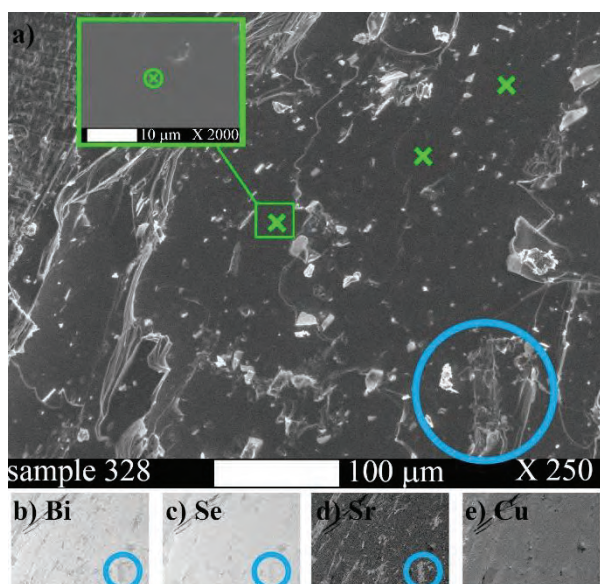


Рис. 1. а) Изображение поверхности кристалла 328 состава $Cu_{0.03}Sr_{0.16}Bi_2Se_3$ на сканирующем электронном микроскопе; Элементный состав анализировался в более однородных областях, отмеченных зелёными крестиками (на вставке показана одна из таких областей с большим увеличением). б) - е) Карты элементного состава, полученные при помощи EDX на том же участке. Синими кругами выделены области, в которых сегрегируется стронций

Таблица 1: Сводка транспортных и структурных параметров кристаллов. Концентрации и подвижности электронов указаны для температуры $T=4\text{K}$. Под «кристаллической фазой» понимаются однородные области (как на вставке в рис. 1).

#	Номинальный состав	$n, 10^{19} \text{ см}^{-3}$	$\mu, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$T_c, \text{ K}$	RRR	(0015) $c, \text{ \AA}$	(0015) $a, \text{ \AA}$	Усреднённый по поверхности состав	Состав кристаллической фазы
272	Bi_2Se_3	0,8	2000	—	1.4	28.6343	4.1395	$\text{Bi}_{2.08}\text{Se}_3$	$\text{Bi}_{2.07}\text{Se}_3$
306	$\text{Sr}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Se}_3$	2.2	700	2.7	1.4	28.6596	4.141	$\text{Sr}_{0.064}\text{Bi}_{1.58}\text{Se}_3$	$\text{Sr}_{0.017}\text{Bi}_{2.01}\text{Se}_3$
317	$\text{Sr}_{0.15}\text{Bi}_2\text{Se}_3$	2.1	550	2.6	1.4	28.655	4.141	$\text{Sr}_{0.068}\text{Bi}_{2.04}\text{Se}_3$	$\text{Sr}_{0.015}\text{Bi}_{1.98}\text{Se}_3$
329	$\text{Cu}_{0.01}\text{Sr}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Se}_3$	2.4	140	3	1.7	28.6601	4.14	$\text{Cu}_{0.025}\text{Sr}_{0.059}\text{Bi}_2\text{Se}_3$	$\text{Cu}_{0.007}\text{Sr}_{0.016}\text{Bi}_{2.09}\text{Se}_3$
325	$\text{Cu}_{0.01}\text{Sr}_{0.18}\text{Bi}_2\text{Se}_3$	5.2	390	2.7	2	28.6624	4.1418	$\text{Cu}_{0.020}\text{Sr}_{0.072}\text{Bi}_{1.61}\text{Se}_3$	$\text{Cu}_{0.017}\text{Sr}_{0.016}\text{Bi}_{1.62}\text{Se}_3$
324	$\text{Cu}_{0.02}\text{Sr}_{0.15}\text{Bi}_2\text{Se}_3$	4.0	390	2.7	1.9	28.6669	4.1426	$\text{Cu}_{0.062}\text{Sr}_{0.107}\text{Bi}_{1.85}\text{Se}_3$	$\text{Cu}_{0.062}\text{Sr}_{0.018}\text{Bi}_{2.07}\text{Se}_3$
328	$\text{Cu}_{0.03}\text{Sr}_{0.18}\text{Bi}_2\text{Se}_3$	10.3	170	—	1.8	28.6726	4.1442	$\text{Cu}_{0.075}\text{Sr}_{0.077}\text{Bi}_{1.92}\text{Se}_3$	$\text{Cu}_{0.075}\text{Sr}_{0.016}\text{Bi}_{2.07}\text{Se}_3$
320	$\text{Cu}_{0.05}\text{Sr}_{0.19}\text{Bi}_2\text{Se}_3$	19	110	—	1	28.6617	4.1457	$\text{Cu}_{0.084}\text{Sr}_{0.081}\text{Bi}_{1.87}\text{Se}_3$	$\text{Cu}_{0.084}\text{Sr}_{0.019}\text{Bi}_{2.01}\text{Se}_3$

при $y \sim 0.1$ насыщается на уровне $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, что примерно на порядок больше, чем в $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ с $x = 0.1 - 0.2$. Мы вырастили серию кристаллов $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ и $\text{Cu}_y\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ с разными x, y , и ожидали увидеть увеличение концентрации электронов и, соответственно, изменение положения уровня Ферми с ростом y .

Методы и результаты

На сканирующем электронном микроскопе с функцией EDX были получены изображения поверхностей образцов, а также карты элементного состава (рис. 1). Недопированный кристалл Bi_2Se_3 имеет однородный состав, очень близкий к номинальному, и ровную поверхность. Кристаллы $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ менее однородны, и в них имеются включения, в которых наблюдается избыток стронция и недостаток висмута (по сравнению со средними по поверхности значениями). В кристаллах $\text{Cu}_y\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ наблюдается схожая картина, при этом увеличение доли меди способствует повышению доли стронция в однородных областях.

Рентгеновские исследования образцов показали высокое структурное качество кристаллов. Кодопирование медью увеличивает постоянную c решётки $\Delta c/(\Delta y \cdot 100\%) = 0.5 \text{ пм}/\%$ примерно на таком же уровне, как и допирование стронцием $\Delta c/(\Delta x \cdot 100\%) = 0.63 \text{ пм}/\%$, что не вполне понятно, поскольку ионный радиус меди существенно меньше такового у стронция.

Концентрация и подвижность электронов исследовались при помощи эффекта Холла

при температурах от комнатной до гелиевой. Во всех кристаллах наблюдалась металлическая зависимость сопротивления от температуры с $\text{RRR} < 2$, что свидетельствует о большой степени беспорядка. Концентрация электронов, как и ожидалась, вырастает по мере роста доли меди y . Однако критическая температура почти не зависит от этой концентрации и для всех сверхпроводящих кристаллов составляет примерно 2.7K . При содержании меди 0.6 атомных % и выше сверхпроводимость подавляется.

Сводка экспериментальных результатов представлена в таблице 1. Как следует из наших данных, роль допирующих атомов Cu двоякая: с одной стороны они увеличивают концентрацию носителей, а с другой стороны влияют на расположение атомов стронция в решётке. При малых y медь и стронций, способствуют вхождению стронция в однородные области кристалла, а при больших y она подавляет сверхпроводимость, по-видимому нарушая упорядоченное расположение атомов стронция, приводящее к сверхпроводимости. Работа поддержана грантом РФФИ 17-12-01544

Литература

1. Y.S.Hor *et al.* // Physical Review Letters 104, 057001 (2010).
2. Z. Liu *et al.* // J. Am. Chem. Soc. 137, 10512 (2015).
3. S. Yonezawa *et al.* // Nature Physics 13, 123., (2017).

Измерение состояний кубита джозефсоновским осциллятором в слабо диссипативном режиме

М.В. Бастркова¹, Ч.С. Ким², Д.С. Пашин^{1,*}, А.М. Сатанин³

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.

² Department of Physics, Chonnam National University, Gwangju, Republic of Korea 61186.

³ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, ул. Суццевская, д. 22, Москва, 127055.

*pashindmi@gmail.com

Обсуждается протокол измерений состояний кубита с помощью джозефсоновского бифуркационного усилителя (ДБУ). В классическом режиме для селекции состояний кубита предложено использовать бистабильный режим работы осциллятора. Показано, что в слабо диссипативном режиме вероятность захвата в один из аттракторов сильно чувствительна к изменению параметров системы. Именно это явление предлагается использовать для реализации неразрушающих квантовых измерений, когда нелинейный осциллятор в зависимости от состояния кубита демонстрирует статистически различимую динамику.

Введение

Вопрос об измерении состояний кубитов имеет важное значение для разработки устройств квантовых информационных технологий [1]. Обычно для селекции состояний отдельный кубит соединяется с высокочастотным резонатором (осциллятором) и детектируется расщепление моды, обусловленное различной «поляризацией» кубита. Другое направление связано с использованием для измерений состояний слабо нелинейного джозефсоновского осциллятора, который обладает бистабильным поведением. Как известно, в классическом режиме нелинейный джозефсоновский осциллятор, возбуждаемый переменным током при определенных параметрах может обладать двумя динамическими состояниями равновесия. При определенных условиях вероятность захвата в одно из состояний равновесия оказывается чувствительна к параметрам системы. Это явление может быть использовано для неразрушающих измерений квантовых систем, а также для мультиплексных измерений многокубитных систем [2].

Классический режим работы ДБУ в качестве измерительного прибора был ранее изучен в сильно диссипативном режиме в присутствии шумов [3]. Однако в этом случае неизбежно уменьшается время декогеренции кубита. В связи с этим в данной работе будет изучен режим проведения неразрушающих измерений состояний кубита в слабо диссипативном режиме и найдены оптимальные параметры, при которых измерение становится наиболее эффективным.

Измерение состояний кубита бифуркационным осциллятором

Рассмотрим модель, описывающую джозефсоновский осциллятор, взаимодействующий с зарядовым кубитом специального вида – квантроний-кубит (quantronium qubit) [2]. Измерение состояния кубита в таком устройстве происходит за счет чувствительности мезоскопической системы (ДБУ) к малым возмущениям, вносимые кубитом. Для двух базисных состояний кубита гамильтониан такой системы в слабо нелинейном режиме может быть записан как

$$\hat{H}_{\pm} = \frac{\hat{p}_{\varphi}^2}{2C\Phi_0^2} + E_J \left(1 \pm \frac{\lambda}{2}\right) \frac{\varphi^2}{2} - E_J \left(1 \pm \frac{\lambda}{8}\right) \frac{\varphi^4}{4!} - \Phi_0 I_{ex}(t) \varphi, \quad (1)$$

где знак плюс соответствует возбужденному состоянию кубита, а знак минус – основному, $\Phi_0 = \hbar/(2e)$ – квант магнитного потока, $I_{ex}(t) = I_0 \cos(\omega t)$ – ток накачки для осциллятора, C – ёмкость перехода, E_J – джозефсоновская энергия, λ – коэффициент связи и выполняется соотношение $[\hat{\varphi}, \hat{p}_{\varphi}] = i\hbar$. Переходя к операторам рождения и уничтожения $\varphi = \sqrt{\hbar/2C\Phi_0^2\omega_0^{\pm}} (\hat{a} + \hat{a}^{\dagger})$, $\hat{p}_{\varphi} = -i\sqrt{\hbar C\Phi_0^2\omega_0^{\pm}/2} (\hat{a} - \hat{a}^{\dagger})$ и используя «приближение вращающейся волны», получим эффективный гамильтониан:

$$\hat{H}_{\pm}^{eff} = \hbar\bar{\omega}_0^{\pm} \hat{a}^{\dagger} \hat{a} - 6\mu^{\pm} (\hat{a}^{\dagger} \hat{a})^2 - \frac{f^{\pm}}{2} (\hat{a}^{\dagger} + \hat{a}), \quad (2)$$

где введены обозначения:

$$\bar{\omega}_0^\pm = \omega_0^\pm - \omega - \frac{6\mu^\pm}{\hbar}, \quad \omega_0^\pm = \omega_0 \sqrt{1 \pm \lambda} - \text{собственная}$$

$$\text{частота осциллятора, } \mu^\pm = \frac{1}{4!} E_J^R (1 \pm \frac{\lambda}{4}) (\frac{\hbar}{2C\Phi_0^2 \omega_0^\pm})^2$$

$$\text{и } f^\pm = \Phi_0 I_0 \sqrt{\frac{\hbar}{2C\Phi_0^2 \omega_0^\pm}}.$$

В классическом и квантовом случаях состояние кубита влияет на вид сепаратрисы и энергетический спектр джозефсоновского осциллятора соответственно (рис. 1).

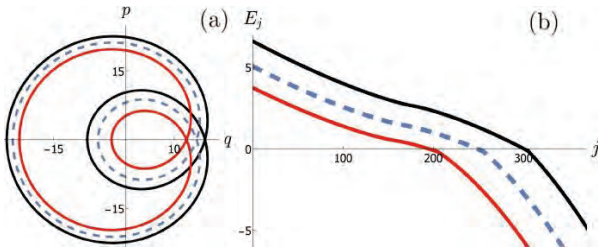


Рис. 1. (а) Изменение сепаратрисы при вариации параметров джозефсоновского осциллятора. (б) Собственные энергии для гамильтониана (2) джозефсоновского осциллятора при различных состояниях кубита. На обоих рисунках красный цвет соответствует основному состоянию кубита, чёрный – возбужденному, а синим цветом показана система без учета связи с кубитом

Как было показано в [4] для классического режима работы джозефсоновского осциллятора при малой диссипации вероятность захвата в одно из положений равновесия пропорциональна площади соответствующей области сепаратисты. Введем определение разрешающей способности измерительного осциллятора как $\Delta = P_R^\uparrow - P_R^\downarrow$, где P_R^\uparrow определяет вероятность захвата в правое положение равновесия, соответствующая возбужденному состоянию кубита, а P_R^\downarrow – основному. На рис. 2 приведена зависимость разрешающей способности от амплитуды и частоты тока накачки, откуда видно, что параметр Δ растет при приближении частоты внешнего поля к собственной частоте осциллятора.

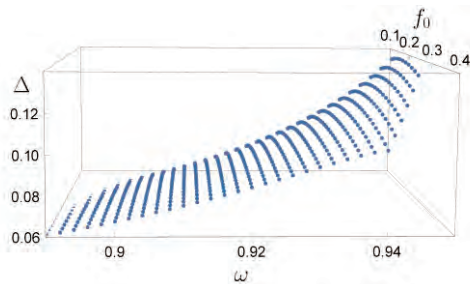


Рис. 2. Зависимость разрешающей способности измерительного прибора от параметров тока накачки

Потери энергии и декогерентность обусловлены взаимодействием подсистемы с окружением (ре-

зервуаром). В качестве простой модели было рассмотрено линейное взаимодействие с бозонными осцилляторами. Уравнение для матрицы плотности подсистемы, в борн-марковском приближении, после усреднения по состояниям бозонного термостата, удастся свести к основному кинетическому уравнению для диагональных элементов матрицы плотности:

$$\dot{P}_n = \sum_{m \neq n} (W_{mn} P_m - W_{nm} P_n), \quad (3)$$

где вероятности перехода W_{mn} определяются матричными элементами оператора координаты на собственных функциях гамильтонианов (2) и подробно выведены в [4].

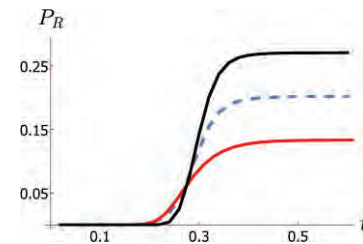


Рис. 3. Зависимость вероятности захвата во внутреннюю область сепаратисты от времени для разных состояний кубита при нулевой температуре

На рис. 3 изображен результат численного моделирования (3). В этом случае разрешающая способность джозефсоновского осциллятора достигает $\Delta = 0.15$.

Заключение

В работе предложен метод неразрушающих квантовых измерений состояний кубита с помощью ДБУ в слабо диссипативном режиме. Найдены оптимальные параметры управляющего тока, при котором измерения становятся наиболее эффективными.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 20-07-00952.

Литература

1. G. Wendin // Rep. Prog. Phys, V. 80, 106001 (2017).
2. I. Siddiqi, R. Vijay, F. Pierre et al. // Phys. Rev. Lett. – 2004. Vol. 93. – P. 207002.
3. V. Schmitt, X. Zhou, K. Juliusson et al. // Phys. Rev. A90, 062333 (2014).
4. D. S. Pashin, A. M. Satanin, and C. S. Kim // Phys. Rev. E.- 2019. - Vol. 99. - P. 062223.

Интерференция Рэмси населенностей кубитов под действием пикосекундных униполярных импульсов

М.В. Бастракова^{1,*}, Н.В. Клёнов^{2,3}, А.М. Сатанин^{3,4, §}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижегородская обл., Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23.

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

³ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Россия, 127055, Москва, Суццевская ул., д.22.

⁴ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), Россия, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20.

*mar.denisenko@gmail.com, § asatanin@gmail.com

Показано, что униполярными пикосекундными импульсами в цепях быстрой одноквантовой логики можно создать Рэмси-интерференцию населенностей состояний сверхпроводниковых кубитов. Возникновение интерференционной картины связано с интерференцией волн (кубитных амплитуд), распространяющихся вперед и назад во времени. Исследовано влияние задержки между импульсами на формирование интерференционной картины, возникающей для населенностей уровней двух взаимодействующих кубитов....

Введение

Как известно, традиционная методика управления состояниями сверхпроводниковых кубитов основана на технике Раби [1]. В тоже время активно развивается и альтернативная схема управления кубитами, в основе которой лежит идея быстрого возбуждения квантовой системы путем применения уединенных немодулированных (униполярных) импульсов. Первоначально данная техника разрабатывалась для управления классическими сверхпроводниковыми регистрами [2], однако уже сделаны попытки адаптировать варианты униполярной техники для управления квантовыми регистрами [3]. Эта техника позволяет более чем на порядок уменьшить длительность для одно-кубитных операций и может быть использована для создания перепутанных состояния пар кубитов.

В данной работе изучается влияние пары разнесенных по времени униполярных импульсов на населенности уровней одного и двух связанных кубитов. Показано, что населенности уровней существенно зависят от величины возмущения и задержки между импульсами. Подобные интерференционные эффекты аналогичны Рэмси осцилляциям в оптике [4]. Мы также изучили перепутывание состояний кубитов и влияние задержки между импульсами на формирование интерференционной картины.

Основные уравнения

Гамильтониан кубита во внешнем поле имеет вид:

$$H(t) = -\frac{1}{2}(\Delta\sigma_z + \varepsilon(t)\sigma_x), \quad (1)$$

где Δ – туннельная энергия кубита, σ_x, σ_z – матрицы Паули, $\varepsilon(t)$ – управляющее униполярное воздействие вида

$$\varepsilon(t) = A(\Theta(t) - \Theta(t - \tau)) + A(\Theta(t - \tau_R) - \Theta(t - (\tau + \tau_R))), \quad (2)$$

где τ – длительность каждого из импульсов, а τ_R – задержка между ними. При этом нами была вычислена вероятность нахождения кубита в возбужденном состоянии при $\Delta\tau \ll 1$

$$W_{|0\rangle \rightarrow |1\rangle} = 4 \frac{A^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\bar{\Omega}\tau}{2}\right) \left(\cos\left(\frac{\bar{\Omega}\tau}{2}\right) \cos\left(\frac{\Delta\tau_R}{2}\right) - \frac{\Delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Delta\tau_R}{2}\right) \sin\left(\frac{\bar{\Omega}\tau}{2}\right) \right)^2, \quad (3)$$

где частота $\bar{\Omega} = \sqrt{\Delta^2 + A^2}$. Как видно из выражения (3), появляется интерференционный член, зависящий от разности фаз возникающей за счет запаздывания второго импульса относительно первого на время $\tau_R + \tau$.

Для двух связанных кубитов гамильтониан системы имеет вид:

$$H(t) = H^{(1)}(t) \otimes I^{(2)} + I^{(1)} \otimes H^{(2)}(t) - \frac{1}{2} J \sigma_x^{(1)} \otimes \sigma_x^{(2)}, \quad (4)$$

где $H^{(i)}$ – гамильтониан i кубита вида (1) ($i = 1, 2$), J – параметр связи кубитов, а $I^{(i)}$ – единичные матрицы в двумерном гильбертовом пространстве, а \otimes – знак тензорного произведения. По аналогии с одним кубитом считаем, что на каждый из кубитов действует униполярное поле вида (2). При этом, решая численно уравнение Шрёдингера, будем исследовать вероятностями населенностей уровней двухкубитной системы: $W_j(t)$, $j = 1 \dots 4$.

Результаты численного моделирования

На рис. 1 приведен контурный график изменения населенности основного состояния кубита при изменении времени задержки импульсов τ_R и амплитуды воздействия A . Интерференционные осцилляции [4] являются результатом колебаний населенностей состояний как функции временной задержки τ_R между двумя импульсами. При этом аналитическое выражение (3) согласуется с численным расчетом при $\Delta\tau \ll 1$ и объясняет полученную картину на рис. 1.

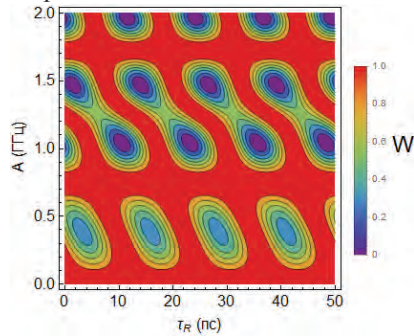


Рис. 1. Цветом показана населенность основного состояния кубита как функция амплитуды A и времени задержки τ_R между двумя униполярными импульсами длительностью $\tau = 7$ пс, при $\Delta = 0,1$ ГГц

Далее нами было изучено образование интерференционных картин для случая двух взаимодействующих кубитов. Предполагалось, в соответствии с идеей Рэмси, что на каждый из кубитов в паре подается два униполярных импульса длительностью τ с задержкой τ_R . При этом на рис. 2 представлены населенности уровней двухкубитной системы как функции амплитуды импульсов и задержки между ними.

При этом наблюдается сетка резонансов, возникающих за счет эффекта смещения четырех волн (ку-

битных амплитуд), распространяющихся вперед и назад во времени. Для фиксированных параметров можно найти значения (амплитуды, времена задержки) управляющих импульсов для локализации системы в требуемом состоянии, например при $A = 0.8$ ГГц можно «переманитить» систему с точностью 98,5% из основного уровня на второй при задержке $\tau_R = 126.5$ пс и при $\tau_R = 155$ пс на третий уровень соответственно.

Таким образом, в работе показано, что униполярные импульсы позволяют достичь той же цели и образовать подобную интерференционную структуру, как и в случае модулированных двух раби-импульсов. Это связано с тем, что уже в процессе действия прямоугольного импульса и в промежутке между парой импульсов возникает интерференция двух волн: одна из них распространяется вперед, а другая назад по времени. Однако за счет того, что униполярные импульсы имеют пикосекундную длительность можно реализовать быстрые схемы управления состояниями квантовой системы, в отличие от Раби-импульсов [1].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-07-00952 А. Н. К. благодарит за поддержку Грант Президента РФ (МД-186.2020.8).

Литература

1. G. Wendin // Rep. Prog. Phys, V. 80, 106001 (2017).
2. K. K. Likharev and V. K. Semenov // IEEE Trans. Appl. Supercond V. 1, 3 (1991)
3. R. McDermott and M. G. Vavilov // Phys. Rev. Appl. V. 2, 014007 (2014).
4. N. F. Ramsey // Phys. Rev. V. 78, 695 (1950)

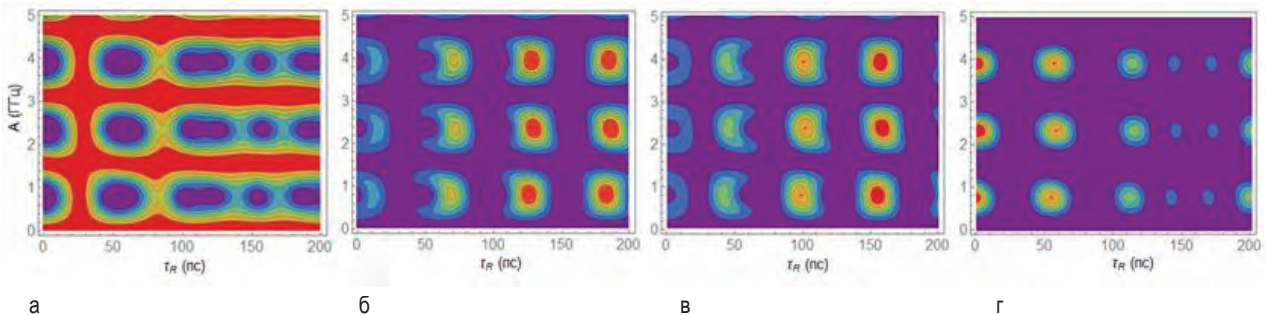


Рис. 2. Контурный график $W_j(\tau_R, A)$ развёртки населенностей уровней двухкубитной системы при сканировании по амплитуде импульса A и времени задержки τ_R ($j = 1 - \text{а}, 2 - \text{б}, 3 - \text{в}, 4 - \text{г}$). Параметры кубитов и импульсов: $\Delta_1 = \Delta_2 = 0,1$ ГГц, $J = 0.05$ ГГц, $\tau = 7$ пс

Динамика намагниченности в S/F/S переходе

Т. Белгибаев^{1,2}, Ю.М. Шукринов^{1,2}, Jiří Pechoušek³, Lukáš Dokoupil³, Cestmir Burdik⁴

¹ЛТФ, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Российская Федерация.

²Государственный университет Дубна, Дубна, 141980, Российская Федерация.

³Palacky University, Faculty of Science, Department of Experimental Physics, 17. listopadu 1192/12, 771 46 Olomouc, Czech Republic.

⁴Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, CTU, Trojanova 13, Prague, Czech Republic

Нами исследована динамика намагниченности под действием импульса тока в φ_0 переходе с прямой связью между магнитным моментом и сверхпроводящим током. Рассчитана динамика компонент магнитного момента при различных значениях параметров перехода и пульса тока, на основе которой определены интервалы параметров, в которых происходит переворот от $m_z = 1$ в $m_z = -1$. Продемонстрировано влияние величины намагниченности m_z^* в конце импульса тока на конечное стационарное состояние системы. Найдено минимальное значение импульса тока, при котором происходит переворот.

Введение

Сверхпроводниковая спинтроника, основанная на взаимодействии сверхпроводящего тока с магнитным моментом в джозефсоновских структурах с ферромагнетиком, привлекает сегодня большое внимание в связи с возможностью контролировать магнетизм сверхпроводимостью и перспективами использования данных структур в квантовых технологиях [1–5]. В структуре сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (S/F/S) спин-орбитальная связь в ферромагнитном слое без центра инверсии обеспечивает механизм прямой (линейной) связи между магнитным моментом и сверхпроводящим током [6]. Такие джозефсоновские переходы (ДП) называют φ_0 переходами. Возможность контроля магнитных свойств сверхпроводящим током, а также влияния магнитной динамики на сверхпроводимость интенсивно исследуется в последнее время [6–9].

В настоящей работе исследуется динамика магнитного момента φ_0 перехода под воздействием прямоугольного пульса тока

$$\frac{I_p(t)}{I_c} = \sin(\varphi - \varphi_0) + w \frac{d}{dt} [\varphi - \varphi_0], \quad (1)$$

при $w=0,01$ и $w=1$, где $w = \omega_F/\omega_c$, $\omega_c = 2eI_c R/\hbar$, I_c – критический ток, φ – джозефсоновская разность фаз, $\varphi_0 = r M_y/M_0$, y, z - координатные орты. Ток предполагается текущим в x - направлении. Время нормировано на ферромагнитную частоту ω_F .

Динамика магнитного момента описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) [9], которое имеет следующий вид

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma [M \times H_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[M \times \frac{dM}{dt} \right], \quad (2)$$

$$H_{\text{eff}} = \frac{K}{M_0} \left[Gr \sin(\varphi - \varphi_0) y + \frac{M_z}{M_0} z \right], \quad (3)$$

где γ - гиромагнитное отношение, $M = (M_x, M_y, M_z)$ - вектор магнитного момента, M_0 - его модуль, α - параметр диссипации магнитной системы, G - отношение джозефсоновской энергии к энергии магнитной анизотропии, K - константа магнитной анизотропии типа «легкая ось», r -параметр спин-орбитального взаимодействия,

Основные результаты

Уравнение (2) с эффективным магнитным полем (3) решалось численно одновременно с уравнением (1) при фиксированных параметрах системы. Нами исследовалось влияние величины намагниченности m_z^* в конце импульса тока на переворот при различных значениях параметра w .

На рисунке 1 представлена динамика намагниченности под действием импульса тока при $w = 0.01$ и $w = 1$, где происходит переворот от $m_z=1$ к $m_z = -1$. Для случая $w=1$ продемонстрировано запаздывание переворота, то есть за время импульса тока полный переворот не завершается.

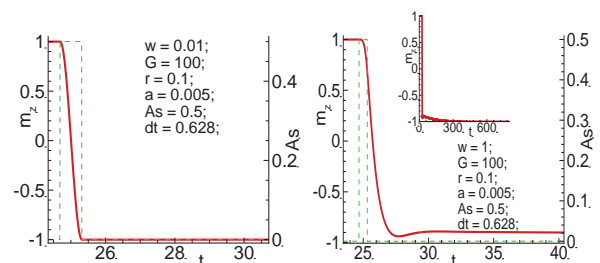


Рис. 1. Динамика намагниченности под действием импульса тока при $w=0.01$ и $w=1$. Параметры системы указаны на рисунке

На рисунке 2 представлены значения намагниченности в конце импульса тока как функция амплитуды

ды пульса тока A_s при двух значениях отношения w . Зеленые квадраты представляют случаи, когда реализовано перемагничивание, в то время как неокрашенные точки соответствуют случаям с его отсутствием. При $w = 0.01$ (верхний рисунок) интервалы переворота соответствуют минимумам на данной зависимости, тогда как при $w = 1$ картина существенно изменяется.

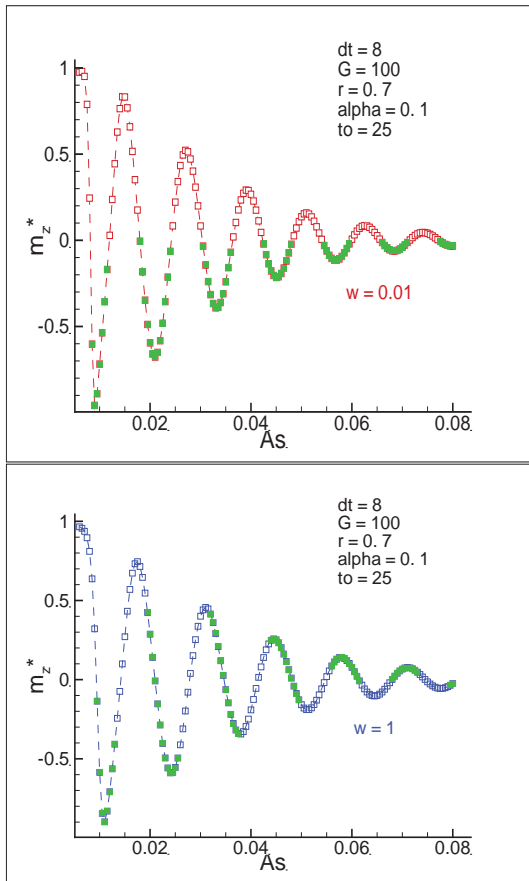


Рис. 2. Зависимость намагниченности в конце импульса тока как функция амплитуды сигнала A_s при $w = 0.01$ и $w = 1$. Параметры системы указаны на рисунке

На рисунке 3 представлены значения намагниченности в конце импульса тока как функция ширины сигнала dt при $w = 0.01$ и $w = 1$. Мы видим, что в случае $w=0.01$ реализуется определенное максимальное значение ширины импульса тока, выше которого переворот магнитного момента ферромагнетика не происходит.

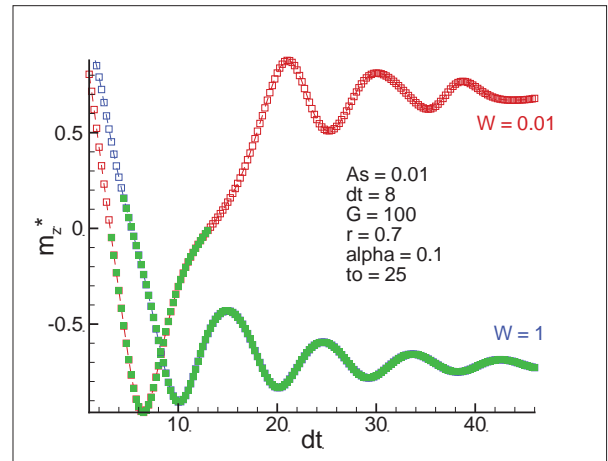


Рис. 3. Зависимость намагниченности в конце импульса тока как функция ширины сигнала dt при $w = 0.01$ и $w = 1$. Параметры системы указаны на рисунке

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-02-00318 и № 18-52-45011.

Литература

1. A.A. Golubov and M.Yu. Kupriyanov, Nature Mater. 16, 156 (2017).
2. J. Linder and J. W. A. Robinson, Nature Phys. 11, 307 (2015).
3. M. Eschrig, Rep. Prog. Phys. 78, 104501 (2015).
4. Yu. M. Shukrinov, A. Mazanik, I. R. Rahmonov, A. E. Botha and A. Buzdin, Europhysics Letter, 122 37001 (2018)
5. П.Х. Атанасова, С.А. Панайотова, И.Р. Рахмонов, Ю.М. Шукринов, Е.В.Земляная, М.В. Башашин, Письма в ЖЭТФ, 110, 736 (2019).
6. A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. 101, 107005 (2008).
7. F. Konschelle and A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. 102, 017001 (2009).
8. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin, Appl. Phys. Lett. 110, 182407 (2017).
9. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and K. Sengupta, Physical Review B 99, 224513 (2019)

Подщелевой спектр двумерного абрикосовского вихря в присутствии точечной примеси

А.А. Беспалов¹

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

bespalovaa@gmail.com

В квазиклассическом приближении исследован подщелевой энергетический спектр абрикосовского вихря при низкой температуре в чистом сверхпроводнике и в присутствии одной точечной примеси. В случае чистого сверхпроводника обнаружено множество подщелевых спектральных веток, а также минищель в локальном спектре, зависящая от расстояния до оси вихря и по порядку величины совпадающая с объёмной щелью. В присутствии точечной примеси внутри этой минищели образуется до двух дискретных уровней на проекцию спина электрона.

В последние годы наблюдается повышенный интерес к состояниям, индуцированным магнитными примесями в сверхпроводниках – так называемым состояниям Ю-Шибы-Русинова. Этот интерес вызван технологическими успехами в изготовлении сверхпроводящих систем с контролируемым расположением примесей [1], а также теоретическими предсказаниями существования майорановских состояний с нулевой энергией в таких системах [2]. Для определения условий существования майорановских состояний в сверхпроводниках с множеством примесей необходимо сначала исследовать свойства состояний Ю-Шибы-Русинова на одиночной примеси, в том числе — в неоднородных сверхпроводниках. В предшествующих работах были исследованы примесные состояния в коротком контакте сверхпроводник / нормальный металл / сверхпроводник [3] и в объёмном сверхпроводнике с локально подавленным спариванием [4]. В настоящей работе рассмотрены примесные состояния в абрикосовском вихре в двумерном сверхпроводнике, то есть в случае цилиндрической поверхности Ферми.

Рассмотрим случай низких температур, когда размер кора вихря много меньше длины когерентности. Тогда в квазиклассическом приближении наличием кора можно пренебречь и взять профиль сверхпроводящего параметра порядка в виде $\Delta = |\Delta|(x-iy)/(x^2+y^2)^{1/2}$, где $|\Delta| = \text{const}$. Мы также пренебрежём магнитным полем, что оправдано, если длина экранирования много больше длины когерентности (например, в тонкой плёнке). Свойства вихря без примеси можно определить с помощью квазиклассических запаздывающих функций Грина, удовлетворяющих уравнениям Эйлленбергера. Ана-

лиз этих уравнений даёт локальную плотность состояний и спектральные ветки $E(d)$, где d — расстояние от заданной классической траектории до оси вихря, которое берётся со знаком «плюс», если траектория обходит вихрь по часовой стрелке, и со знаком «минус» в противном случае.

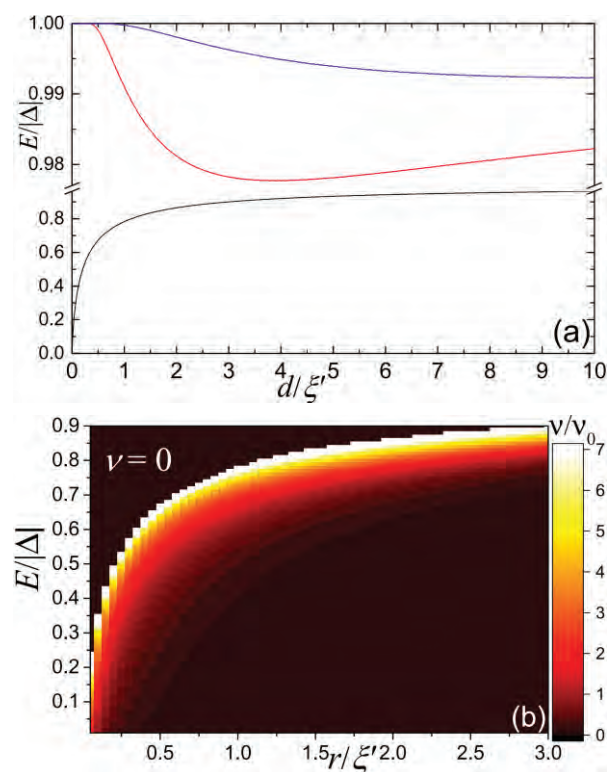


Рис. 1. Три нижние спектральные ветки (а) и локальная плотность состояний в зависимости от расстояния r до оси вихря (б) в вихре без примеси. Здесь ν_0 — нормальная плотность состояний

Показано, что при $d < 0$ спектральных веток с положительной энергией нет. При $0 < d < \xi'/4$ имеется только anomalous ветка, где $\xi' = \hbar v_F / |\Delta|$ — харак-

терный масштаб задачи, а v_F — скорость Ферми. При $d > \xi/4$ наблюдается бесконечное количество дополнительных веток, прижатых к краю щели. Нижний три спектральные ветки показаны на рис. 1а. Отметим, что при учёте экранировки магнитного поля количество веток становится конечным.

Локальная плотность состояний $\nu(E, \mathbf{r})$ вычисляется по действительной части функции Грина g . В квазиклассическом приближении минищель Кароли-де

Жена-Матрикона неразрешима, и подщелевой спектр получается непрерывным. Профиль $\nu(E, \mathbf{r})$ при $E < 0.9|\Delta|$ показана на рис. 1b. Любопытная особенность квазиклассического спектра состоит в том, что в нём имеется щель ($\nu=0$ на рис. 1b) в диапазоне энергий от аномальной ветки до $E \approx |\Delta|$. Эта щель закрывается на расстояниях от оси вихря $r > 17.9\xi'$. Наличие такой щели является необходимым условием существования дискретных примесных состояний.

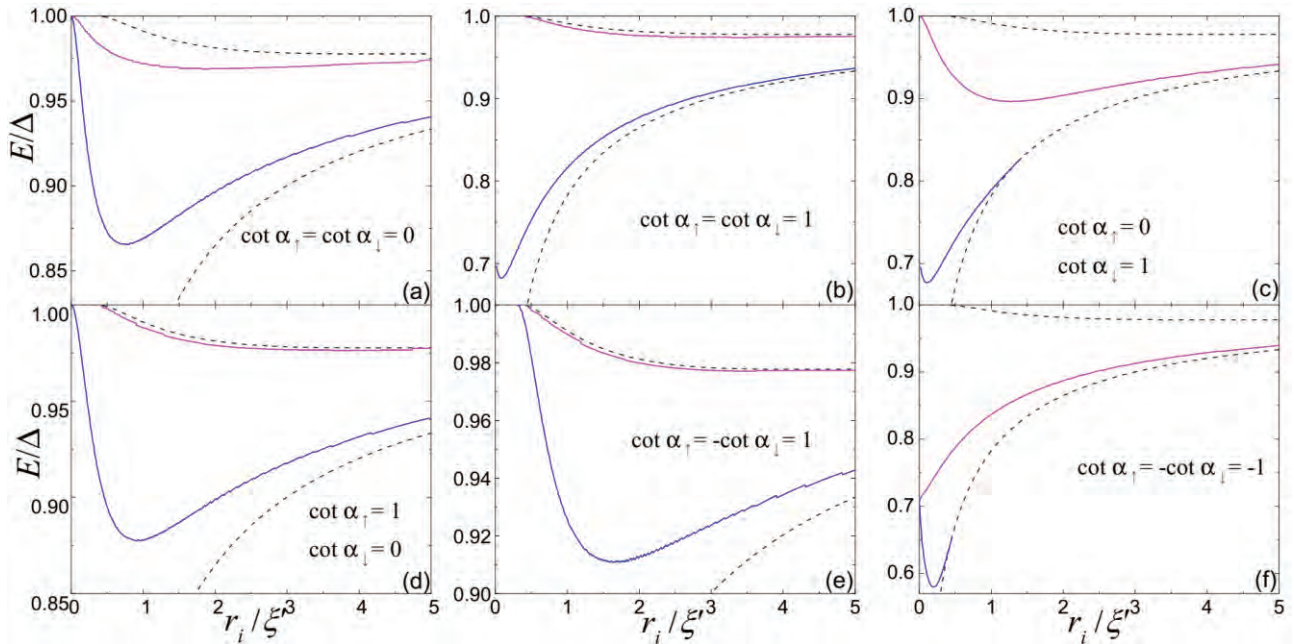


Рис. 2. Энергии примесных состояний со спином вверх в зависимости от расстояния r_i от примеси до центра вихря при различных фазах рассеяния α_1 и α_2 . Границы щели в спектре чистого вихря помечены штриховыми линиями

Точечная магнитная примесь в сверхпроводнике моделируется как сферический рассеиватель, который полностью характеризуется фазами рассеяния α_1 и α_2 для электронов со спином вверх и вниз, соответственно. При $|E| < |\Delta|$ мы считаем эти фазы не зависящими от энергии. Функции Грина в присутствии такой примеси были рассчитаны с использованием метода, описанного в работе [3]. Затем по полюсам функции Грина были найдены энергии примесных состояний. Показано, что примесь индуцирует до двух дискретных состояний на каждую проекцию спину электрона, если расстояние от примеси до центра вихря r_i не превосходит $17.9\xi'$. При $r_i > 17.9\xi'$ возможно лишь образование квазисвязанных состояний, так как отсутствует щель в локальной плотности состояний вихря.

Несколько графиков зависимостей энергий примесных состояний от r_i представлено на рис. 2.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-42-520037.

Литература

1. H. Kim, A. Palacio-Morales, T. Posske *et al.* // Sci. Adv. 4, eaar5251 (2018).
2. S.R. Elliott, M. Franz // Rev. Mod. Phys., V. 87, 137 (2015).
3. A.A. Beshpalov // Phys. Rev. B 97, 134504 (2018).
4. A.A. Beshpalov // Phys. Rev. B 100, 094507 (2019).

Электромагнитный эффект близости в бислоях сверхпроводник/ферромагнетик с неоднородной намагниченностью

А.А. Беспалов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Sirius University of Science and Technology, 1 Olympic Ave, 354340, Sochi, Russia.

bespalovaa@gmail.com

Рассчитаны сверхтоки, наведённые вследствие электромагнитного эффекта близости в бислоях сверхпроводник/ферромагнетик с неоднородной намагниченностью в плоскости слоя. Рассмотрены структуры с ферромагнетиком в виде сплошного слоя с неевлевской доменной стенкой, полосы конечной ширины и диска с магнитным вихрем.

В последние 20 лет наблюдается активное развитие сверхпроводящей спинтроники — области криоэлектроники, изучающей процессы манипулирования спинами в сверхпроводящих системах. Типичные системы, рассматриваемые как кандидаты для создания спинтронных устройств, представляют собой гибридные структуры сверхпроводник/ферромагнетик (S/F), в которых имеет место эффект близости — наведение сверхпроводимости в ферромагнетике. Одним из следствий этого эффекта является возникновение спонтанных макроскопических магнитных полей в сверхпроводнике [1,2]. Данное явление получило убедительное теоретическое объяснение относительно недавно в работах [3,4] и было названо электромагнитным эффектом близости. В работах [3,4] были рассчитаны спонтанные магнитные поля в ряде плоскостных S/F систем с однородной намагниченностью в плоскости слоя. В настоящей работе электромагнитный эффект близости исследован в S/F бислоях с ферромагнетиком, неоднородным в плоскости слоя. В частности, рассмотрен ферромагнетик с доменной стенкой, однородно намагниченная магнитная полоска и магнитный диск с вихрем.

Бислоем S/F схематично изображён на рис. 1. Область пространства $-d_S < z < 0$ занимает однородный сверхпроводник. В области $0 < z < d_F$ находится ферромагнетик, которой может покрывать сверхпроводник полностью или частично. Намагниченность \mathbf{M} зависит от x и y . Векторный потенциал в данной системе удовлетворяет уравнению

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_S + 4\pi \text{rot } \mathbf{M}, \quad (1)$$

где \mathbf{j}_S — плотность сверхтока. В работе [3] для однородного тонкого ферромагнетика в квазиклассическом приближении для \mathbf{j}_S получено соотношение

$$\mathbf{j}_S = -\frac{c}{4\pi\lambda^2} \mathbf{A} + Q\delta(z)\mathbf{M} \times \mathbf{z}_0. \quad (2)$$

Здесь первый член описывает лондоновскую экранировку с длиной экранирования λ , а второй член даёт сверхток, наведённый вследствие эффекта близости вблизи границы S/F. Коэффициент Q может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от параметров системы, однако он на зависит от направления намагниченности. Для нашей неоднородной в плоскости слоя системы мы будем также применять формулу (2), что оправдано, если характерный масштаб неоднородности намагниченности много больше сверхпроводящей длины когерентности. Формула (2) заведомо неприменима в небольшой области вблизи границы ферромагнетика в плоскости xy , однако это не влияет существенно на значение векторного потенциала вдали от этой границы. В области, не покрытой ферромагнетиком, мы полагаем $\mathbf{M}=0$.

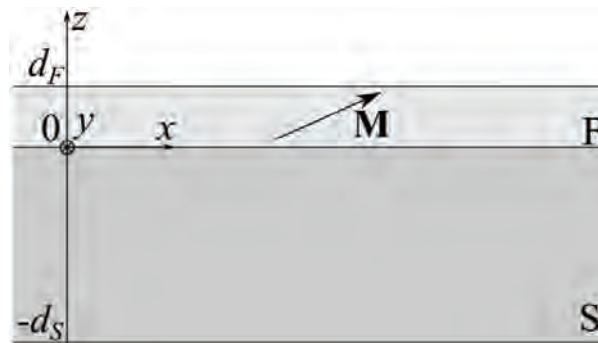


Рис. 1. Бислой сверхпроводник/ферромагнетик

При произвольном заданном распределении намагниченности векторный потенциал может быть найден из уравнений (1) и (2) с помощью преобразования Фурье по x и y . Рассмотрим сначала сплошной ферромагнитный слой с доменной стенкой. При достаточно тонком слое стенка будет неелевской, так что для распределения намагниченности можно использовать формулы

$$M_x = M \cosh^{-1}(x/L), \quad M_y = -M \tanh(x/L) \quad (3)$$

и $M_z=0$. Линии тока в сверхпроводнике, полученные для толщины доменной стенки $L=\lambda$, показаны на рис. 2а. Можно видеть, что линии тока выйдут из сверхпроводника, что не противоречит закону сохранения заряда, так как эти линии замыкаются через ферромагнетик.

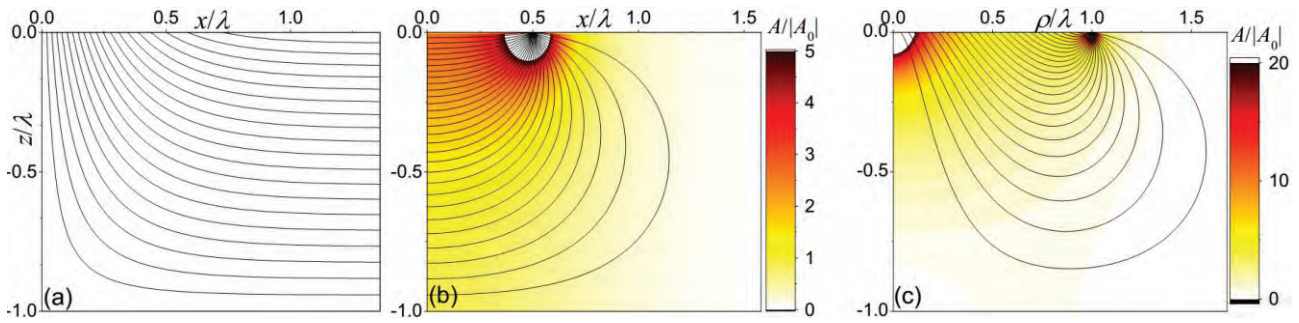


Рис. 2. Линии тока и модуль векторного потенциала (пропорционального j_s , согласно формуле (2)) в сверхпроводящем слое S/F системы: $-d_s < z < 0$, $d_s = \lambda$. Направление тока зависит от знака Q . (а) Ферромагнетик содержит доменную стенку с толщиной λ . Показаны проекции линий тока на плоскость xz (y векторного потенциала есть y -компонента). (б) Ферромагнетик представляет собой однородную полосу с шириной λ . (с) Ферромагнетик в виде диска с радиусом λ , содержащим магнитный вихрь. Компонента A_φ считается малой (не учитывается наличие кора). $A_0 = 8Q\lambda m/c$

Теперь рассмотрим магнитную полосу шириной a : распределение намагниченности выберем в виде $\mathbf{M} = M y_0$ при $|x| < a/2$, $\mathbf{M} = 0$ при $|x| > a/2$. Характерное распределение тока в сверхпроводнике, полученное при $a = \lambda$, показано на рис. 2б.

Наконец, рассмотрим ферромагнетик в виде диска с радиусом R , содержащим магнитный вихрь. В простейшей модели намагниченность в вихре в цилиндрических координатах (ρ, φ, z) может быть взята в виде $\mathbf{M} = M \varphi_0$ при $\rho < R$ и $\mathbf{M} = 0$ при $\rho > R$. Распределение векторного потенциала, полученное в этой модели при $R = \lambda$, показано на рис. 2с.

Строго говоря, в центре вихря существует область с некоторым радиусом $b < R$, в которой намагниченность направлена под углом к плоскости магнитного диска. Эта область называется кором вихря. В центре кора намагниченность направлена вдоль оси z . Такая намагниченность порождает A_φ компоненту векторного потенциала (и сверхтока). Размер кора порядка обменной длины в ферромагнетике [5], что составляет, к примеру, порядка 6 нм в пермаллое [6]. Эта величина много меньше характерных длин λ в сверхпроводниках, так что при расчётах A_φ с хорошей точностью кор можно моделировать как точечный магнитный диполь с дипольным моментом, направленным вдоль оси z . В

рамках такого приближения получается оценка $A_\varphi \sim m_c \lambda^{-2}$ на расстоянии порядка λ от центра вихря и внутри сверхпроводника, где m_c — магнитный момент кора.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №19-31-51019 и №18-02-00390.

Литература

1. Yu.N. Khaydukov, B. Nagy, J.-H. Kim *et al.* // Письма в ЖЭТФ, Т. 98, 116 (2013).
2. M.G. Flokstra, N. Satchell, J. Kim *et al.* // Nat. Phys., V. 12, 57 (2016).
3. S. Mironov, A.S. Mel'nikov, A. Buzdin // Appl. Phys. Lett., V. 113, 022601 (2018).
4. Zh. Devizorova, S.V. Mironov, A.S. Mel'nikov, A. Buzdin // Phys. Rev. B, V. 99, 104519 (2019).
5. Н.А. Усов, С. Е. Песчаный // ФММ, Т. 78, 13 (1994).
6. Физические величины, Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

Планарные дефекты и пиннинг вихрей Абрикосова в $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$

В.А. Власенко^{1*}, С.Ю. Гаврилкин¹, К.С. Перваков¹

¹ Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, Отдел "Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В.Л. Гинзбурга", ул. Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

*vlasenkovlad@gmail.com

Проведено систематическое исследование магнитной восприимчивости и магнитного момента сверхпроводящего монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ в зависимости от частоты, температуры и приложенного магнитного поля. Определена граница фазового перехода из жидкого вихревого состояния в закрепленное. Сделан вывод о сильном пиннинге вихрей Абрикосова, основной вклад в который вносят планарные дефекты. Обнаружено существование дальнего порядка магнитного упорядочения в подрешетке магнитных атомов Eu^{2+} .

Введение

Недавно открыто новое семейство железосодержащих сверхпроводников – система 1144. Она относится к так называемым самодопированным соединениям вида $\text{AeAFe}_4\text{As}_4$ с тетрагональной структурой ($P4/mmm$), где Ae и A слои, формирующие две неэквивалентные структуры типа ThCr_2Si_2 [1]. Соединения системы 1144 обладают довольно высокой критической температурой до 36К, а оценка H_{c2} дает значения до 250Т [1, 2]. В $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ сверхпроводящее состояние, возникающее при $T_c \approx 36\text{К}$, сосуществует с магнитным упорядочением подрешетки Eu^{2+} вдоль плоскости ab при температуре 14-15К. Работа просвещена исследованию влияния структуры и магнитного перехода на динамику вихрей Абрикосова вдоль плоскости ab .

Результаты и обсуждение

Монокристаллы соединения $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ выращены методом «self-flux» аналогично синтезу для системы Ва-122 [3]. Магнитная восприимчивость измерялась в осциллирующем поле $H_{ac}=1$ Э и приложенном внешнем магнитном поле ($H//ab$) до 9Тл. Частота осцилляций (f) H_{ac} варьировалась от 33 до 9777 Гц.

На Рис.1 представлен график магнитной восприимчивости монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ в магнитных полях до 9Тл. Из данных видно, что пик в районе 14К, связанный с магнитным упорядочением атомов Eu^{2+} в поле 1Тл смещается по температуре к 5К. Из данных магнитной восприимчивости, полученной при различных частотах и магнитных полях, была определена граница фазового перехода из вихревого жидкого состояния в твердое согласно методу описанному в работе [4].

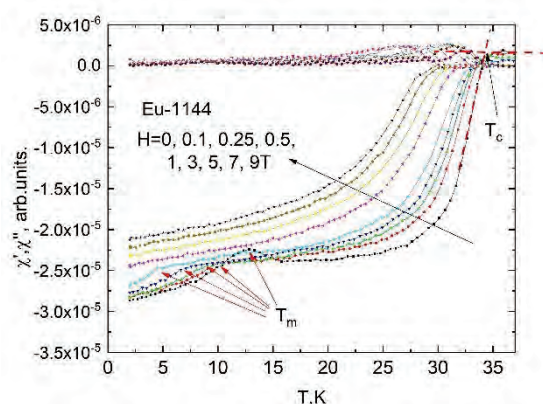


Рис. 1. Температурная зависимость действительной (χ') и мнимой (χ'') части магнитной восприимчивости в зависимости от приложенного магнитного поля ($H // ab$) монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$

Согласно теории динамика вихрей Абрикосова зависит от параметра, называемого эффективным барьером пиннинга U_0 , который можно получить из соотношения вида [5]:

$$\frac{1}{T_p(f)} = -\frac{1}{U_0(H)} \ln\left(\frac{f}{f_0}\right) \quad (1)$$

Значение эффективного барьера пиннинга в низких магнитных полях достигает 6700К. В полях более 0.3Тл наблюдается степенная зависимость $U \propto H^{-0.47}$, что указывает на преобладание планарных дефектов.

Следует отметить, что данные измерения магнитной восприимчивости указывают на существование дальнего порядка магнитных взаимодействий подрешетки Eu^{2+} .

На Рис.2 представлен график зависимости ширины петли магнитного гистерезиса (ΔM) в зависимо-

сти от температуры и поля. В магнитных полях до 350 Э ΔM не зависит от приложенного магнитного поля, наблюдается режим пиннинга уединенных вихрей. В магнитных полях от 0.1-0.2 Тл до 1.5 Тл наблюдается степенная зависимость ширины петли гистерезиса от приложенного магнитного поля $\Delta M \propto H^{-a}$, где $0.55 < a < 0.68$. Значения показателя степени a хорошо согласуется с теоретическим предсказанием $H^{-5/8}$, что указывает на сильный пиннинг вихрей Абрикосова.

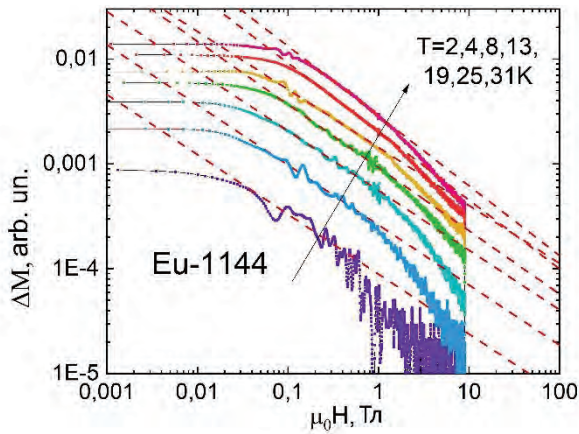


Рис. 2. График зависимости ΔM от приложенного магнитного поля образца $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ в двойном логарифмическом масштабе

Обобщая наши экспериментальные данные была построена магнитная фазовая диаграмма для соединения $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$. На Рис.3 представлены температурные зависимости верхнего критического поля (H_{c2}), поля магнитной необратимости (H_{irr}) и поля магнитного упорядочения подрешетки европия (H_m). Выше линии $H_{c2}(T)$ кристалл $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ находится в нормальном состоянии (НС). Ниже $H_{c2}(T)$ расположена область незакрепленных вихрей Абрикосова или область вихревой жидкости (ВЖ). Линия $H_{irr}(T)$ разделяет фазы закрепленных вихрей или вихревое «твердое» состояние (ВТ) от вихревой жидкости. Температурная зависимость $H_m(T)$ определяет область сосуществования сверхпроводимости и магнитного упорядочения слоев Eu^{2+} (СВ+М).

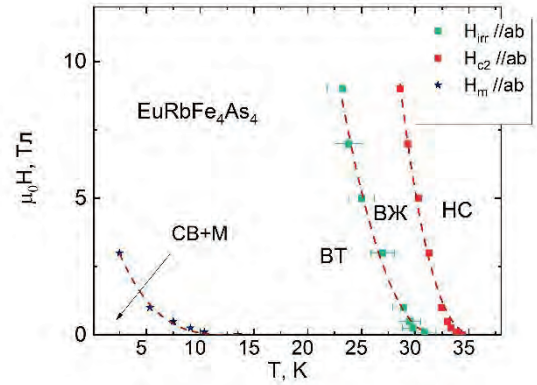


Рис. 3. Фазовая диаграмма монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$. Прерывистая линия показывает аппроксимацию полученных данных формулой вида: $H(T) = H(0) \times (1 - T / T_c)^n$

Выводы

Экспериментальные исследования магнитной восприимчивости и магнитного момента монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ указывают на сильный пиннинг вихрей Абрикосова в данной системе, причем основной вклад вносят планарные дефекты. Значение энергии активации в низких магнитных полях достигает 6700К. Обнаружено существование дальнего порядка магнитных взаимодействий подрешетки Eu^{2+} .

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-29-10036.

Литература

1. A. Iyo *et al.* // J. Am.Chem. Soc., V. 138, 3410 (2016).
 2. M. P. Smylie *et al.* // Physical Review B, V. 98, 104503 (2018).
 3. K. S. Pervakov *et al.* // Supercond. Sci. Technol., V. 26, 015008 (2013).
 4. J. Ge *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 103, 052602 (2013).
- G. Prando *et al.* // Physical Review B, V. 85, 144522 (2012).

Сверхпроводящий спиновый клапан S1/F1/S2/F2 с неидеальными интерфейсами

Р.Р. Гайфуллин^{1,*}, В.Н. Кушнир^{2,3}, Р.Г. Деминов¹, М.Ю. Куприянов^{1,5,6},
А.А. Голубов^{6,7}, Л.Р. Тагиров^{1,4}

¹ Институт физики КФУ, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

² Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. Петруся Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь.

³ Белорусский государственный университет, пр-т Независимости, 4, Минск, 220013, Республика Беларусь.

⁴ КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский Тракт, 10/7, Казань, 420029.

⁵ НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ, ул. Ленинские Горы, 1-2, Москва, 119992.

⁶ МФТИ, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

⁷ Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute of Nanotechnology University of Twente, P.O. Box 217, 7500 AE Enschede, The Netherlands.

*gaifullin.rashid@gmail.com

Исследована критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c многослойной структуры S1/F1/S2/F2 (S1 – синглетный сверхпроводник Nb, F1 и F2 – ферромагнитные металлы Pd_{1-x}Ni_x, S2 – немагнитный металл с нормальной проводимостью (нп) нп-Nb, который служит для разделения F1 и F2) с неидеальными границами, в которой дальнедействующая триплетная компонента сверхпроводящего спаривания образуется при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. Изучено влияние дополнительного слоя S2 на различные режимы спинового клапана S1/F1/F2 – прямой и триплетный – с учетом зависимости параметров материалов слоев от толщин этих слоев, и с параметрами интерфейсов, близкими по значениям к параметрам реальных систем.

Введение

Исследована критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c многослойной структуры S1/F1/S2/F2 (S1 – синглетный сверхпроводник Nb, F1 и F2 – ферромагнитные металлы Pd_{1-x}Ni_x, S2 – немагнитный металл с нормальной проводимостью (нп) нп-Nb, который служит для разделения F1 и F2) с неидеальными границами, в которой дальнедействующая триплетная компонента сверхпроводящего спаривания образуется при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев [1].

Ранее было показано, что T_c трехслойной структуры S/F1/F2 [2] и многослойной структуры S/F1/N/F2 [3] (N — нормальный металл) может быть немонотонной функцией угла α между намагниченностями ферромагнитных слоев, в противоположность монотонному поведению $T_c(\alpha)$ в трехслойной гетероструктуре F1/S/F2 [4].

В работе [5] нами было рассмотрено влияние дополнительного сверхпроводящего слоя S2 и нормального слоя N на прямой и триплетный режим спинового клапана при изменении толщин слоев в приближении идеальных границ: границы контактов прозрачны ($\gamma_b = 0$), константы диффузии и удельные сопротивления одинаковы ($\gamma = 1$).

В настоящей работе рассмотрено влияние дополнительного слоя S2 из сверхпроводящего металла, но с толщиной, при которой сверхпроводимость не возникает даже в уединенной пленке, и сравнивается с дополнительным слоем N из несверхпроводящего нормального металла с неидеальными границами.

Результаты и обсуждение

Для вычисления критической температуры T_c как функции параметров спинового клапана, который в грязном пределе описывается с помощью уравнений Узаделя, был применен матричный метод [6].

При моделировании использовались параметры материалов: $T_{cNb}(14 \text{ нм}) = 7.41 \text{ К}$, удельные сопротивления $\rho_{Nb} = 17 \text{ мкОмсм}$, $\rho_{Pd81Ni19} = 64 \text{ мкОмсм}$, длины когерентности $\xi_{Nb} = 5.8 \text{ нм}$, $\xi_{Pd81Ni19} = 6.2 \text{ нм}$, обменная энергия $E_{ex} = 230 \text{ К}$, $d_{\text{нп-Nb}} = 2.9 \text{ нм}$, $\gamma_{bFS} = 0.13$ [7]. В качестве нормального металла N рассматривалась медь: $\xi_{Cu}(T_{cS} = 7.41 \text{ К}) = 29 \text{ нм}$, $\rho_{Cu} = 1.3 \text{ мкОмсм}$ [8], абсолютные значения обменных полей в обоих ферромагнитных слоях совпадают, γ_{bFN} варьировалась: $0.5 \cdot \gamma_{bFS}$, γ_{bFS} , $2 \cdot \gamma_{bFS}$.

Результаты численного моделирования для прямого режима переключения спинового вентиля, когда температура сверхпроводящего перехода T_c при

параллельной ориентации меньше чем при антипараллельной ($T_c^{\text{II}} < T_c^{\text{API}}$), представлены на рис. 1.

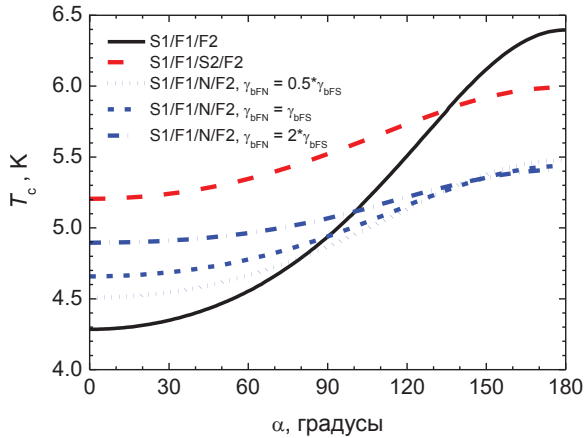


Рис. 1. Зависимость критической температуры T_c от угла α между намагниченностями ферромагнитных слоев S1/F1/F2, S1/F1/S2/F2 и S1/F1/N/F2 структур. Прямой режим переключения спинового вентиля. $d_{S1} = 14$ нм, $d_{F1} = 1$ нм, $d_{F2} = 1$ нм, $d_{S2} = 2.9$ нм, $d_N = 2.9$ нм

Результаты численного расчета для триплетного режима переключения спинового вентиля, когда минимум критической температуры T_c достигается при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, представлены на рис. 2.

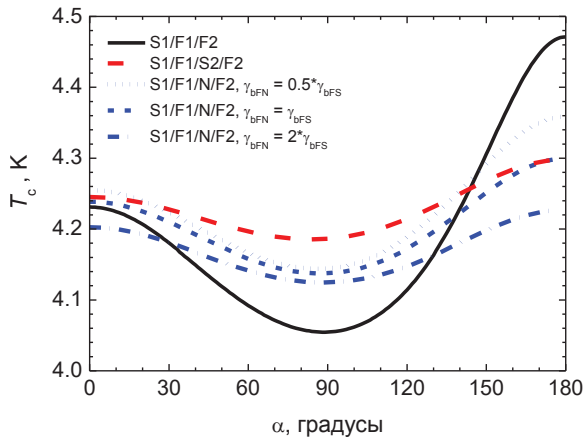


Рис. 2. Зависимость критической температуры T_c от угла α между намагниченностями ферромагнитных слоев S1/F1/F2, S1/F1/S2/F2 и S1/F1/N/F2 структур. Триплетный режим переключения спинового вентиля. $d_{S1} = 14$ нм, $d_{F1} = 3.3$ нм, $d_{F2} = 3.3$ нм, $d_{S2} = 2.9$ нм, $d_N = 2.9$ нм

Параметры режимов структур представлены в таблице 1. $T_{C_пр} = (T_c^{\text{II}} + T_c^{\text{API}})/2$, $\Delta T_c^{\text{API-II}} = T_c^{\text{API}} - T_c^{\text{II}}$, $T_{C_тр} = (T_c^{\text{II}} + T_c^{\text{III}})/2$, $\Delta T_c^{\text{II-III}} = T_c^{\text{II}} - T_c^{\text{III}}$, $T_c^{\text{III}} = T_c(\alpha = 90^\circ)$. Видно, что дополнительный N или S2 слой уменьшает амплитуду изменения тем-

ператур спинового вентиля в сравнении с трехслойной структурой S1/F1/F2. Дополнительный S2 слой может увеличить критическую температуру режимов спинового клапана в сравнении с дополнительным N слоем. Однако изменение ΔT_c для триплетного режима в S1/F1/N/F2 структуре больше чем в S1/F1/S2/F2 для исследованного диапазона значений параметров.

Таблица 1. Параметры режимов структур, ($\gamma_{bFN} = \gamma_{bFS}$).

	Прямой режим, рис 1		Триплетный, рис 2	
	$T_{C_пр}$, К	$\Delta T_c^{\text{API-II}}$, К	$T_{C_тр}$, К	$\Delta T_c^{\text{II-III}}$, мК
S1/F1/F2	5.34	2.11	4.14	176
S1/F1/S2/F2	5.6	0.78	4.21	58
S1/F1/N/F2	5.05	0.78	4.19	100

Благодарности

Работа поддержана проектом РНФ № 18-12-00459. В.Н.К. благодарит за поддержку проект ГПНИ Республики Беларусь “Физическое материаловедение, новые материалы и технологии”, подпрограмма “Нанотех” (2016–2020).

Литература

1. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov // Reviews of Modern Physics, V. 77, 1321–1373 (2005).
2. Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, R.G. Deminov, L.R. Tagirov // JETP Letters, V. 91, 308–313 (2010).
3. R.R. Gaifullin, R.G. Deminov, L.R. Tagirov, M.Yu. Kupriyanov, Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, to be submitted.
4. Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov // JETP Letters, V. 77, 510–515 (2003).
5. R.R. Gaifullin, V.N. Kushnir, R.G. Deminov, L.R. Tagirov, M.Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov // Phys. Solid State, V. 61, 1535–1538 (2019).
6. Kushnir V.N.: DSc dissertation, Minsk 2014.
7. C. Cirillo, A. Rusanov, C. Bell, J. Aarts // Phys. Rev. B, V. 75, 174510 (2007).
8. A. Tesauo, A. Aurigemma, C. Cirillo, S.L. Prischepa, M. Salvato, C. Attanasio // Supercond. Sci. Technol., V. 18, 1 (2005).

Взаимная синхронизация массивов ниобиевых джозефсоновских контактов

М.А. Галин^{1,2,3,*}, В.М. Краснов^{2,4}, А.М. Клушин¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

² Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701.

³ Университет науки и технологии «Сириус», Олимпийский пр-т. 1, Сочи, 354340.

⁴ Department of Physics, Stockholm University, AlbaNova University Center, SE-106 91 Stockholm, Sweden.

*galin@ipmras.ru

Проведено измерение мощности электромагнитного излучения от различных частей массива ниобиевых джозефсоновских переходов. Контакты в массивы сгруппированы в несколько параллельных полосковых линий. Обнаружено взаимное усиление излучаемой мощности при одновременном смещении двух линий на одинаковое напряжение. Наибольший эффект наблюдается для соседних полосок. В этом случае сигнал на детекторе на частоте 204 ГГц усиливается в 2 раза по сравнению с суммой сигналов от каждой полоски, излучающей отдельно. Такой эффект объясняется взаимной синхронизацией двух групп контактов в разных полосковых линиях. В данном случае коэффициент усиления, равный 2, означает, что все контакты в массивах синхронизованы, а излучение когерентно.

Введение

Перспективы использования эффекта Джозефсона, применение которого позволит создать компактные приборы непрерывного излучения и детектирования в терагерцовом диапазоне частот, во многом зависят от успешного решения задачи взаимной синхронизации большого числа джозефсоновских контактов. Низкотемпературные планарные контакты, основанные на ниобии, регулярно исследуются различными научными группами на протяжении длительного времени [1, 2]. Технология изготовления массивов ниобиевых контактов хорошо отработана, и сейчас они рассматриваются также как прототип для массивов, где используются сверхпроводники с большей шириной сверхпроводящей щели, например, нитрид ниобия, что позволит достичь частот генерации выше одного ТГц [3].

Задача эффективной взаимной синхронизации массивов ниобиевых переходов пока не решена, поэтому открытым остается вопрос об оптимальном дизайне массивов. Ранее для имеющихся дизайнов нам удалось экспериментально продемонстрировать некоторые механизмы синхронизации контактов [1, 4]. Например, было обнаружено, что синхронизация облегчается либо на частотах полоскового резонатора, который образует массив контактов [4], либо на частотах диэлектрического резонатора, роль которого играет подложка [5]. В данной работе исследовано взаимодействие полосковых резонаторов, образованных цепочкой последовательно соединенных джозефсоновских контактов.

Схема измерений

Выбранный для измерений массив ниобиевых джозефсоновских контактов состоит из 3 последовательно соединенных прямых полосковых линий, расположенных параллельно друг другу (Рисунок 1). Массив расположен на кремниевой подложке размером 10×10 мм. Каждая линия содержит 332 джозефсоновских контакта Nb-NbSi-Nb, имеющих размер 8×8 мкм. Более подробное описание образцов, имеющих схожую геометрию, можно найти в [1, 4].

Измерения проводились в сосуде Дьюара с жидким гелием при температуре 4.2 К. В процессе измерений использовалось два источника тока. Первый обеспечивал развѳртку по току на полоске, обозначенной 1 (Рисунок 1, подключение к площадкам А и В). Со второго источника подавался постоянный ток смещения на полоску 2 или 3 (Рисунок 1, подключение соответственно к В и С или С и D).

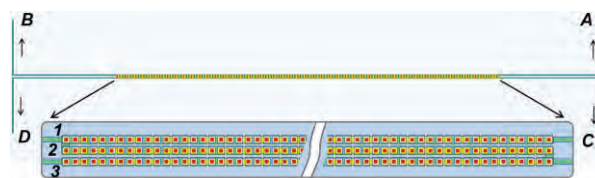


Рис. 1. Массив джозефсоновских контактов. Линии зеленого цвета слева и справа – подводящие линии, ведущие к контактным площадкам А–D. Центральная часть показана на вставке внизу. Линии 1–3 содержат по 332 контакта, которые выделены красным цветом. Размер контакта 8×8 мкм. Волнистые линии – разрыв в рисунке

Для детектирования мощности, излучаемой одной или одновременно двумя полосками, использовался кристалл InSb размером ~ 3 мм [1]. Он размещался на высоте 5 мм над поверхностью образца. Сигналом излучения являлось изменение напряжения на кристалле U_s при фиксированном постоянном токе через него.

Результаты

Обозначим U_{s1} , U_{s2} , U_{s3} напряжения на детекторе, регистрируемые при смещении полосок 1, 2 или 3, соответственно. При подаче напряжения смещения $U_{b2,b3} = \text{const}$ на полосу соответственно 2 или 3 зависимость сигнала на детекторе от напряжения U на полоске 1 меняется следующим образом (Рисунок 2). Во-первых, кривая $U_s(U)$ практически без изменения своей формы оказывается смещённой вверх по оси U_s на постоянную величину ΔU_s относительно кривой $U_s(U)$ при $U_{b2,b3} = 0$. Очевидно, что $\Delta U_s = U_{s2,s3}$, т. е. соответствует излучению от дополнительной полоски (2 или 3), которое постоянно в процессе измерений. Во-вторых, форма $U_s(U)$ заметно меняется лишь в узком диапазоне $U \approx U_{b2,b3}$, где наблюдается резкое усиление U_s . В этом случае сигнал от двух одновременно смещённых полосок превышает сумму сигналов, регистрируемых от полосок, смещённых отдельно: $U_s > \tilde{U}_s =$

$= U_{s1} + U_{s2,s3}$. Кроме того, увеличивается дифференциальная проводимость соответствующего участка ВАХ, т. е. появляется и растёт ступенька тока (вставки к Рисунку 2). Мы полагаем, что этот эффект возникает благодаря взаимодействию между двумя смещёнными полосками. При $U = U_{b2,b3}$ джоузефсоновские частоты контактов, размещённых на двух отдельных полосках, примерно совпадают между собой, в результате контакты синхронизируются, что и ведёт к усилению излучения. Как видно из рисунка 2, размер ступеньки $\Delta I \sim 0.1$ мА, поэтому, согласно резистивной модели [2], линия контактов детектирует мощность порядка 0.1 мкВ.

При смещённых полосках 1 и 2 (Рисунок 2а) усиление наблюдается при $U = U_{b2} = 140$ мВ, что соответствует частоте $f = 204$ ГГц, причём коэффициент усиления составляет $K = U_s / \tilde{U}_s \approx 2$. Такое значение коэффициента усиления для двух массивов означает, что все контакты в них синхронизованы, а излучение когерентно. Для случая, когда смещены полоски 1 и 3 (Рисунок 2б), усиление имеет место при $U = U_{b3} = 90$ мВ, что соответствует $f = 131$ ГГц. Коэффициент усиления $K \approx 1.6$, что заметно меньше, чем в предыдущем случае. Последнее объясняется менее эффективным взаимодействием полосок, возможно, из-за их большей удалённости друг от друга.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 18-02-00912 и 19-31-51019, РНФ грант 20-42-04415. Авторы выражают благодарность сотрудникам РТВ Braunschweig (Германия) за изготовление массивов ниобиевых джоузефсоновских контактов.

Литература

1. М.А. Galin, Е.А. Borodianskyi, V.V. Kurin *et al.* // Phys. Rev. Appl., V. 9, 054032 (2018) и ссылки в этой статье.
2. M. Darula, T. Doderer and S. Beuven // Supercond. Sci. Technol., V. 12, R1–R5 (1999).
3. J.-C. Villegier, in *Josephson Junctions: History, Devices, and Applications* (Pan Stanford Publishing, Singapore, 2017), Chapter 6, 147–184.
4. М.А. Galin, А.М. Klushin, V.V. Kurin *et al.* // Supercond. Sci. Technol., V. 28, 055002 (2015).
5. F. Song F, .Müller F, R.Behr, А.М. Klushin // Appl. Phys. Lett. 95 172501-3 (2009).

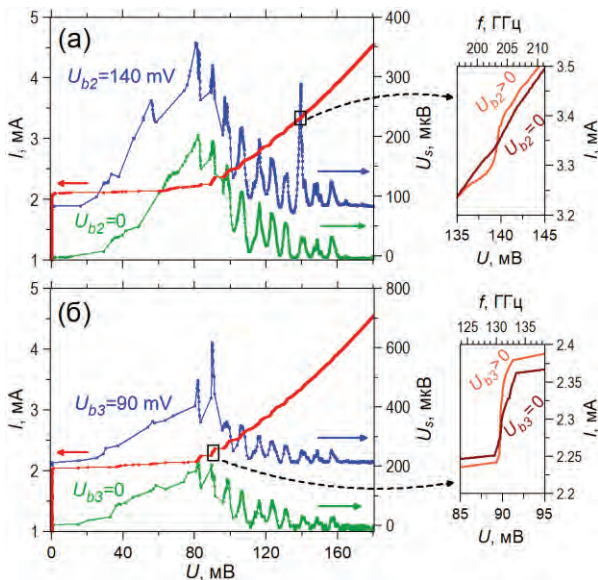


Рис. 2. Вольтамперная характеристика (ВАХ) полоски 1 и напряжение на детекторе в отсутствие и при наличии постоянного смещения $U_{b2,b3}$ на полоске 2 (а) или 3 (б) – значения $U_{b2,b3}$ указаны на рисунке. Справа на вставках показаны изменения ВАХ при напряжениях смещения $U \approx U_{b2,b3}$, при которых наблюдается усиление сигнала U_s .

Микроволновое поглощение в кристаллах $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$

И.И. Гимазов^{1*}, Ю.И. Таланов¹, Д.А. Чареев², А.Н. Васильев³

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, Казань, 420029.

² Институт экспериментальной минералогии РАН, Черногловка, 142432.

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

*gimazov@kfti.knc.ru

Магнитные флуктуации в кристаллах $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ были исследованы с помощью нескольких методов: измерения сопротивления на постоянном токе, измерения микроволнового поглощения и высокочастотной восприимчивости. Сравнение результатов транспортных и высокочастотных измерений с литературными данными по нейтронным исследованиям позволило выделить вклад магнитных флуктуаций в микроволновом поглощении.

Введение

В железосодержащих ВТСП соединениях (пниктидах и халькогенидах) сверхпроводимость возникает вблизи антиферромагнитной фазы, что может свидетельствовать в пользу магнитной природы этого состояния [1]. С повышением температуры в пниктидах железа магнитный переход при температуре $T=T_N$ предшествует структурному переходу при $T=T_S$ из орторомбической решетки в тетрагональную. При переходе в орторомбическую фазу нарушается вращательная симметрия кристаллической решетки, и все параметры кристалла приобретают C_2 симметрию. Нарушение симметрии обнаруживается как анизотропия ρ_a и ρ_b [2], и также как усиление анизотропных магнитных флуктуаций в нейтронных исследованиях [3]. В литературе такое состояние с анизотропией соответствующей симметрии C_2 , образованной за счет вытянутых электронных и магнитных образований, принято называть нематическим упорядочением.

Недавно нематическое состояние было обнаружено в селениде железа, где дальний магнитный порядок при атмосферном давлении отсутствует [4]. Переход кристаллов FeSe в сверхпроводящее состояние происходит при $T_c=9$ К, а структурный переход наблюдается при $T_s=90$ К. Приложением гидростатического давления и/или заменой части селена на теллур или серу можно повлиять на свойства кристалла (повысить критическую температуру T_c , усилить спиновые флуктуации или понизить T_s). Такая возможность повлиять на флуктуации различных параметров порядка позволяет исследовать взаимодействия между магнетизмом, сверхпроводимостью и нематическим упорядочением.

В данной работе для исследования флуктуаций выше структурного перехода использовались кристаллы селенида железа с частичной заменой селена серой $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$. Поскольку флуктуации являются короткоживущими возбуждениями, для их обнаружения необходимо применить высокочастотную технику. В нашей работе для этой цели был использован метод микроволнового поглощения (МВП) работающий на частоте 9.2 ГГц.

Экспериментальная техника

В нашей работе для исследования кристаллов селенида железа допированные серой были использованы несколько физических методов: измерения сопротивления на постоянном токе, измерения МВП и высокочастотной восприимчивости. Восприимчивость измерялась с помощью системы из 3-х катушек. Эта система возбуждалась на частоте 1.3 кГц с помощью низкочастотного генератора, и полезный сигнал детектировался на компенсационных катушках с помощью синхронного усилителя. Измерения сопротивления проводились 4-х контактным методом. Контакты делались серебряной пастой. Температура изменялась путем естественного отогрева образца в термоблоке измерительного криостата от 4.2 К до комнатной температуры. Для регистрации МВП использовался ЭПР спектрометр BER-418s фирмы BRUKER. В этом спектрометре использование модуляции магнитного поля и синхронного детектирования позволяют улучшить отношение сигнал-шум. Поскольку наши измерения требуют постоянного магнитного поля, модуляция магнитного поля была заменена на модуляцию амплитуды микроволнового поля. Для этого в волновод был установлен PIN диод, кото-

рый работает на частоте 100 кГц. В проводящих материалах микроволновое поглощение происходит в скин-слое. Поскольку толщина скин-слоя пропорциональна $\rho^{1/2}$, температурная зависимость амплитуды микроволнового поглощения $A_{\text{MWA}}(T)$ будет совпадать с $\rho^{1/2}(T)$. Однако МВП работает на высоких частотах, поэтому флуктуации различных параметров порядка будут давать дополнительный вклад в $A_{\text{MWA}}(T)$. Этот вклад можно выделить путем сравнения данных $A_{\text{MWA}}(T)$ и $\sqrt{R(T)}$.

Образцы $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ были выращены методом «раствор в расплаве в постоянном градиенте температуры» [5]. В этой работе мы исследовали селениды железа с концентрацией серы: 0, 0.035, 0.05 и 0.075. Содержание железа в исследованных кристаллах соответствует стехиометрическому составу.

Результаты и обсуждение

Измерения сопротивления на постоянном токе показали хорошее качество образцов ($\text{RRR} > 20$). Температурная зависимость сопротивления для всех образцов имеет положительный наклон, есть резкий спад сопротивления до нуля при температуре перехода в сверхпроводящее состояние и изгиб кривой $\rho(T)$ в области температур 80 ± 10 К (Рис.1).

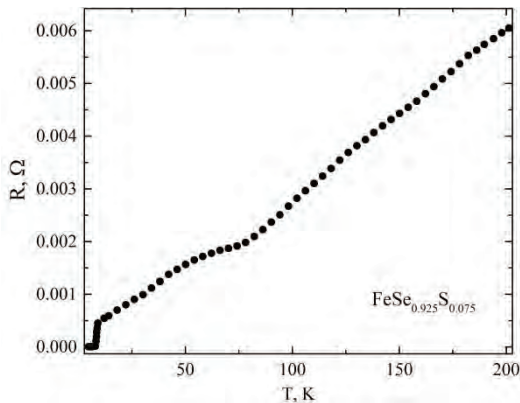


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления для кристалла $\text{FeSe}_{0.925}\text{S}_{0.075}$

По литературным данным в этой области происходит структурный переход, который сопровождается понижением вращательной симметрии и возникновением нематического порядка. Замена части селена на серу слабо влияет на сверхпроводящее состояние, и это объясняется тем, что количество носителей не меняется, поскольку замещение селена происходит изовалентной серой. В отличие от сверхпроводящего перехода, температура структурного перехода уменьшается с увеличением доли серы. Возможно, такие изменения T_s связаны с

различием размеров ионов селена и серы, что влияет на кристаллическую решетку.

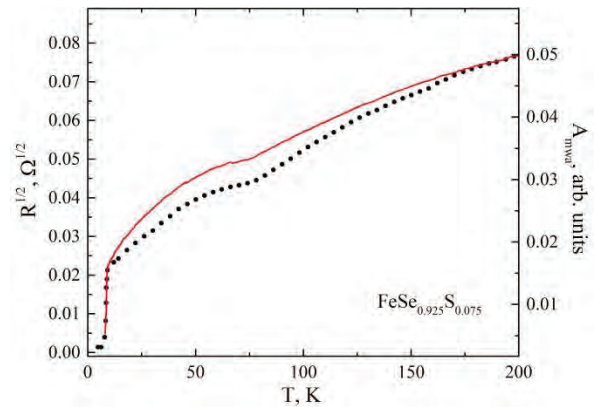


Рис. 2. Температурные зависимости $R^{1/2}$ и МВП для кристалла $\text{FeSe}_{0.925}\text{S}_{0.075}$

Для обнаружения и исследования флуктуаций параметров порядка в нашей работе использовался метод МВП. Путем сравнения данных $A_{\text{MWA}}(T)$ и сопротивления на постоянном токе $R(T)$ были выделены области, где предполагается наличие флуктуаций. На рисунке 2 представлены данные для образца с содержанием серы 7.5%. С понижением температуры кривые $A_{\text{MWA}}(T)$ и $R(T)$ начинают расходиться при $T=175$ К. Такое же поведение наблюдается и для других кристаллов с несущественными отличиями. Это расхождение может быть связано с дополнительным вкладом флуктуаций спинового и/или нематического порядка в МВП. Исследования неупругого рассеяния нейтронов в FeSe в этой области температур показали наличие магнитных флуктуаций страйпового и неелевского типа [6]. В нашей работе сравнение данных $A_{\text{MWA}}(T)$ и $\sqrt{R(T)}$ с литературными данными по нейтронным исследованиям позволило связать расхождение этих функций с влиянием магнитных флуктуаций на микроволновое поглощение.

Литература

1. R.M. Fernandes *et al.* // Nature Phys. 10, 97(2014).
2. M.A. Tanatar *et al.* // Phys. Rev. L. 117, 127001 (2016).
3. Q. Wang *et al.* // Nature Comm. 7, 12182 (2016).
4. F.C. Hsu, *et al.* // PNAS 105, 14262 (2008).
5. D. Chareev *et al.* // Cryst. Eng. Comm. 15, 1989 (2013).
6. T. J. Liu *et al.* // Nat. Mater. 9, 716 (2010).

О природе электростатического полевого эффекта в сверхпроводниках

И. Голоколенов^{1,2,3}, А. Гатри¹, С.Г. Кафанов¹, Ю.А. Пашкин^{1,4,*}, В. Цепелин¹

¹ Физический факультет, Ланкастерский университет, Ланкастер, LA1 1AN, Великобритания.

² Факультет физики, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Ст. Басманная, д. 21/4, Москва, 105066, Россия.

³ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия.

⁴ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва 119333, Россия.

* y.pashkin@lancaster.ac.uk

Исследовано влияние затворного напряжения на свойства четвертьволнового сверхпроводящего резонатора, закороченного на землю через сверхпроводящее сужение. Экспериментально обнаружен биполярный эффект уменьшения резонансной частоты при подаче большого затворного напряжения, связанный с подавлением критического тока сужения. Наблюдаемый эффект сопровождался уменьшением добротности и увеличением шумов резонатора, а также ростом тока утечки между сужением и затвором. Наблюдаемые явления объясняются перегревом сужения и не требуют привлечения спорного и непредсказанного полевого эффекта в сверхпроводниках.

Введение

В последние два года был опубликован ряд работ [1 – 4], в которых сообщается о наблюдении полевого электростатического эффекта в сверхпроводниках. Эффект проявляется в виде подавления сверхтока сужения нанометровых размеров при приложении электрического потенциала на расположенный рядом затвор, связанный с сужением емкостным образом. Наблюдаемый эффект является биполярным, т. е., подавление сверхтока происходит одинаковым образом как положительным, так и отрицательным напряжением на затворе. Проявление эффекта выглядит универсальным, поскольку не зависит от сверхпроводника. К настоящему времени влияние электрического потенциала наблюдалось в Ti, Al и V сужениях. Более того, авторы наблюдали такое влияние также и в сужениях из нормального металла (Cu) с наведённой на счёт эффекта близости сверхпроводимостью. Таким образом, они предположили, что для существования данного эффекта потенциал спаривания не требуется. Предложенная авторами интерпретация экспериментальных данных допускает проникновение электрического поля в сверхпроводник и находится в явном противоречии с общепринятыми теориями, которые не предсказывают существование электрического полевого эффекта в сверхпроводниках и нормальных металлах. Известно, что электрическое поле проникает в сверхпроводник и нормальный металл не более, чем на глубину проникновения.

Наш эксперимент со сверхпроводящим резонатором подтверждает влияние напряжения на затворе на резонансную частоту, а значит и на сверхток нано-сужения, качественно схожее с наблюдениями в работах [1 – 4]. Однако главный вывод данной работы состоит в том, что наблюдаемый эффект может легко объясняться перегревом сужения током утечки, протекающим между затвором и сужением при высоких напряжениях, который приводит к уменьшению сверхтока. Такая интерпретация не противоречит существующим теориям.

Методика эксперимента

Наш эксперимент заключался в исследовании свойств четвертьволнового сверхпроводящего резонатора под воздействием напряжения на затворе. Схема эксперимента вместе с измеряемым чипом изображена на Рис.1. Резонатор был изготовлен из алюминия с использованием электронной литографии и сухого травления. Он имел копланарную геометрию и форму змейки, как показано на Рис.1(а). Одним концом резонатор был связан через ёмкость с фидерной линией, а другим концом был соединён с заземлённым электродом через наносужение, контролируемое напряжением на затворах, расположенных на расстоянии около 100 нм (см. вставку к Рис.1(а)). Измерения проводились в рефрижераторе растворения с базовой температурой 10 мК. В эксперименте измерялись коэффициент прохождения с помощью векторного анализатора цепей и шумовые свойства резонатора с помощью анализатора спектра. Из этих измерений определялись резонансная частота и добротность резонатора, а также

шум частоты как функции напряжения на затворах.

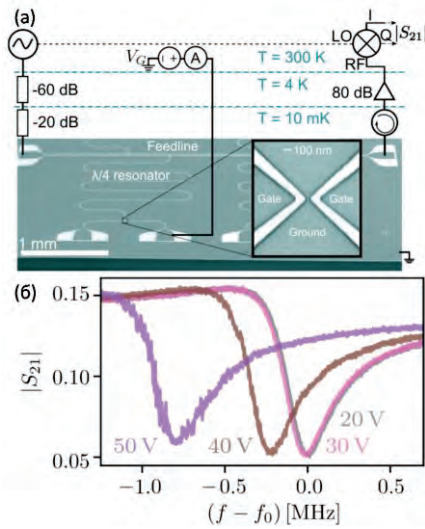


Рис. 1. (а) Схема измерения и изображение образца в сканирующем электронном микроскопе. (б) Коэффициент прохождения СВЧ сигнала при различных напряжениях на затворе

Результаты и обсуждение

Рисунок 1(б) показывает семейство резонансных кривых при изменении напряжения на затворе от нуля до 50 В. Хорошо видно, что при приложении затворного напряжения резонансная частота уменьшается, что соответствует увеличению индуктивности наносужения, вызванного подавлением криттока. Сдвиг частоты становится хорошо заметным при затворных напряжениях выше 30 В и составляет около 0.8 МГц при 50 В. В отсутствие напряжения на затворе резонансная частота равна 3.308 GHz. Такая же зависимость резонансной частоты наблюдается при приложении отрицательного напряжения. Полная зависимость сдвига частоты Δf от затворного напряжения показана на Рис.2. Помимо сдвига частоты также наблюдается уменьшение добротности резонатора, увеличение проводимости утечки через затвор и увеличение шума (не показано). При этом существенные изменения всех измеряемых физических величин происходит примерно в одном диапазоне затворного напряжения. Уменьшение добротности и рост шума при изменении только реактивного параметра, каким является индуктивность, выглядит неожиданным. Из экспериментальных данных очевидно, что изменение индуктивности сопровождается ростом диссипации в системе под воздействием затворного напряжения.

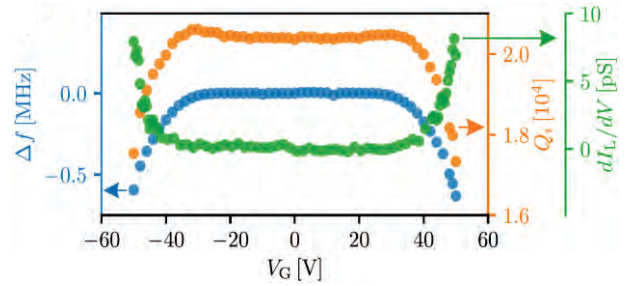


Рис. 2. Зависимость сдвига частоты резонатора Δf , внутренней добротности резонатора Q_i и дифференциальной проводимости утечки через затвор dI_L/dV от напряжения на затворе

Все наблюдаемые изменения легко объяснить, предположив перегрев сверхпроводящего сужения током утечки при больших, в несколько десятков вольт, напряжениях на затворе. Такие напряжения приводят к надбарьерному туннелированию зарядов, описываемому в рамках модели автоэлектронной эмиссии Фаулера – Нордгейма [5]. Легко оценить, что выделяемая при этом мощность в малом объеме сужения достигает сотен пиковатт, что может увеличить эффективную температуру сужения до сотен милликельвин и выше. Такой температуры достаточно для полного или, по крайней мере, значительного подавления криттока сужения. Более детальную модель, учитывающую распределение тепла в такой структуре, ещё предстоит выработать. В заключение, мы полагаем, что именно перегрев был причиной подавления криттока в экспериментах, описанных в работах [1 – 4], поэтому нет необходимости объяснять наблюдаемые явления спорным электрическим полевым эффектом, как это делается в упомянутых статьях.

Литература

1. G. De Simoni, F. Paolucci, P. Solinas, E. Strambini, F. Giazotto // *Nature Nanotechnology*, V. 13, 802 (2018).
2. F. Paolucci, G. De Simoni, E. Strambini, P. Solinas, F. Giazotto // *Nano Letters*, V. 18, 4195 (2018).
3. F. Paolucci, G. De Simoni, P. Solinas, E. Strambini, N. Ligato, P. Virtanen, A. Braggio, F. Giazotto // *Physical Review Applied*, V. 11, 024061 (2019).
4. G. De Simoni, F. Paolucci, C. Puglia, F. Giazotto // *ACS Nano*, V. 13, 7871 (2019).
5. R.H. Fowler and L. Nordheim // *Proceedings of the Royal Society A*, V. 119, 173 (1928).

Эффективный g -фактор электронов, измеряемый по магнитным квантовым осцилляциям в проводниках с антиферромагнитным упорядочением

П.Д. Григорьев^{1,2,*}, Р. Рамазашвили³, М.В. Карцовник⁴

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черногловка, Россия

² Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³ Laboratoire de Physique Théorique, Université de Toulouse, CNRS, UPS, France

⁴ Walther-Meißner-Institut, D-85748 Garching, Germany.

*grigorev@itp.ac.ru

Используя симметрию, мы показываем, что во многих металлах с антиферромагнитным упорядочением эффективный g -фактор носителей заряда, измеренный по магнитным квантовым осцилляциям, равен нулю. Проведено экспериментальное исследование этого эффекта в двух соединениях: в органическом сверхпроводнике κ -(BETS)₂FeVg₄ и в оптимально легированном электроном купрате Nd_{2-x}Ce_xCuO₄.

Введение

Во многих соединениях металлическое состояние сосуществует с антиферромагнитным (АФМ) упорядочением магнитных моментов, локализованных (магнитных атомов/ионов кристаллической решетки) или делокализованных (волной спиновой плотности, образованной электронами проводимости). Обычно вектор АФМ соизмерим с кристаллической решеткой и чаще всего равен половине вектора обратной решетки. При этом рассеяние электронов на вектор АФМ приводит к перестройке их спектра и образованию новой магнитной зоны Бриллюэна. Из-за этого могут образовываться новые замкнутые карманы поверхности Ферми (см. рис. 1), которые отсутствовали без АФМ, что проявляется в появлении новых частот магнитных квантовых осцилляций (МКО). Ранее было показано [1-5], что это влияет на Зеемановское расщепление спектра электронов в магнитном поле. В частности, если магнитное поле \mathbf{B} перпендикулярно вектору \mathbf{M} намагниченности АФМ, то эффективный g -фактор электронов проводимости обращается в нуль ($g_{\perp}=0$) на некоторой поверхности в импульсном пространстве, которая для кристаллов с высокой симметрией совпадает с границей магнитной зоны Бриллюэна. Поэтому для очень малых карманов ПФ, расположенных точно на этой поверхности, наблюдаемый $g_{\perp}=0$. Это может быть обнаружено на угловой зависимости амплитуды МКО, которая при конечном g -факторе в сильно анизотропных (квазидвумерных) металлах

осциллирует как функция угла наклона \mathbf{B} и исчезает в точках, называемых спиновыми нулями [6].

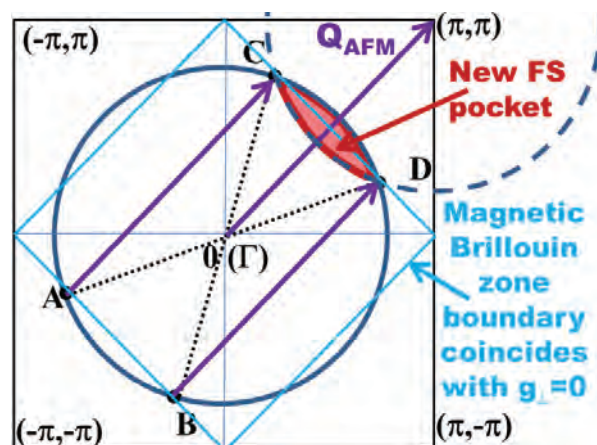


Рис. 1. Схематическое изображение перестройки поверхности Ферми (ПФ), изображенной синим кругом, из-за рассеяния на вектор антиферромагнитного (АФМ) упорядочения (фиолетовый). Появляется новый замкнутый карман ПФ (красный овал). Граница магнитной зоны Бриллюэна показана голубым цветом и совпадает с линией нулей эффективного g -фактора электронов в магнитном поле, перпендикулярном намагниченности АФМ

Результаты и обсуждение

В нашей работе [7] показано, что малость карманов ПФ в этом случае не обязательна. Даже если большой карман ПФ образован её перестройкой из-за рассеяния на вектор АФМ (см. рис. 1), эффективный g -фактор электронов при $\mathbf{B} \perp \mathbf{M}$, например, из-

меряемый по магнитным квантовым осцилляциям, будет равен нулю из-за симметрии. Строгое обоснование этого утверждения основано на антисимметрии (относительно центра орбиты) зависящего от импульса g -фактора, получаемого из диагонализации Гамильтониана, и описано в работе [7]. Ниже приведена лишь качественная иллюстрация, почему средний g -фактор вдоль замкнутой электронной траектории в такой системе обращается в нуль.

Если $\mathbf{B} \perp \mathbf{M}$, то без потери общности можно направить $\mathbf{B} // z$, и $\mathbf{M} // x$. Взаимодействие спина s электронов проводимости с намагниченностью АФМ описывается скалярным произведением: $H_{int} = J(\mathbf{M} \cdot \mathbf{s}) = JM_x s_x = JM_x (s_+ + s_-) / 2$, где $s_{\pm} = s_x \pm is_y$ повышающий/понижающий спиновый оператор. Таким образом, при $\mathbf{B} \perp \mathbf{M}$, рассеяние на вектор АФМ всегда меняет спин электрона проводимости на противоположный. Поэтому если замкнутая электронная траектория состоит из двух симметричных половинок (см. рис. 1), переход между которыми обязательно сопровождается рассеянием на вектор АФМ и переворотом спина (рис. 2), то средний g -фактор электронов на такой траектории обращается в нуль.

Экспериментальное исследование этого эффекта проводится нами в нескольких соединениях и сравнивается с предложенной теорией [7]. Мы обнаружили, что антиферромагнитное состояние слоистого органического проводника κ -(BETS)₂FeBr₄ не проявляет спиновой модуляции осцилляций Шубникова-де Гааза, в отличие от парамагнитного состояния того же материала. Это свидетельствует о вырождении уровней Ландау по спину, предсказанное для антиферромагнитных проводников. Аналогично, мы не находим спиновой модуляции в угловой зависимости медленных осцилляций Шубникова-де Гааза в оптимально легированном электроном купрате Nd_{2-x}Ce_xCuO₄. Это указывает на наличие неелевского порядка в этом сверхпроводнике даже при оптимальном легировании. Проведенные эксперименты подтверждают наше теоретическое предсказание о занулении эффективного g -фактора электронов, усредненного по всей траектории и наблюдаемого по МКО. Они также подтверждают общий характер этого эффекта, применимого ко многим соединениям.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 19-02-01000 и 18-02-00280.

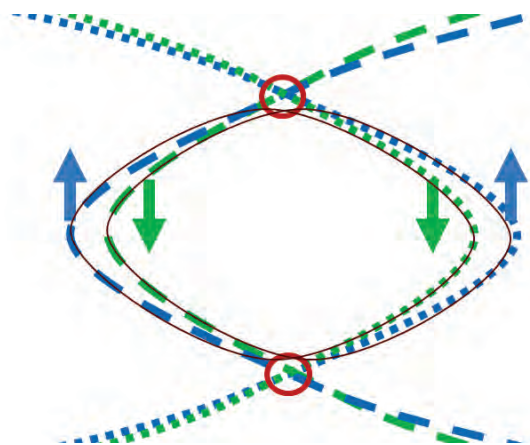


Рис. 2. Схематическое изображение переворота спина электрона при рассеянии на намагниченности АФМ (в точках, выделенных красным кружком) во время движения по замкнутой траектории импульсного пространства. На правой и левой частях траектории спин электрона противоположный. Поскольку они симметричны, то средний по траектории спин равен нулю

Литература

1. R. Ramazashvili, // Physical Review Letters, V. 101, 137202 (2008).
2. R. Ramazashvili, // Physical Review B, V. 79, 184432 (2009).
3. V.V. Kabanov, A. S. Alexandrov, // Physical Review B, V. 77, 132403 (2008); *ibid* V. 81, 099907(E) (2010).
4. R. Ramazashvili, // Physical Review B, V. 80, 054405 (2009).
5. R. Ramazashvili, Physical Review Letters, V. 105, 216404 (2010).
6. D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals* (Cambridge University Press, 1984).
7. R. Ramazashvili, P.D. Grigoriev, T. Helm, F. Kollmannsberger, M. Kunz, W. Biberacher, E. Kampert, H. Fujiwara, A. Erb, J. Wosnitza, R. Gross, M.V. Kartsovnik, // arXiv:1908.01236.

Спектральный отклик матриц полуволновых и электрически малых антенн с СИНИС болометрами

А.А. Гунбина^{1,2*}, М.А. Тарасов^{3,4}, С.А. Лемзяков^{5,6}, А.М. Чекушкин³,
Р.А. Юсупов³, Д.В. Нагирная³, М.А. Мансфельд^{1,2}, В.Ф. Вдовин^{1,2}, Д. Винклер⁴,
А.С. Калабухов⁴, В.С. Эдельман⁵

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Н. Новгород, ул. Ульянова 46, 603950.

² Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, ул. Минина, 24, 603950.

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая 11, корп. 7. 125009.

⁴ Чалмерский технологический университет, Швеция, Гётеборг, SE-412 96.

⁵ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва, ул. Косыгина, 2, 119334.

⁶ Московский физико-технический институт, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9, 141701.

*aleksandragunbina@mail.ru

Разработаны, изготовлены и исследованы две серии матриц кольцевых полуволновых, электрически малых антенн субТГц диапазона с интегрированными болометрами структуры Сверхпроводник – Изолятор – Нормальный металл – Изолятор – Сверхпроводник (СИНИС). Для повышения точности оценки спектрального отклика приемных матриц использовалось три опорных канала для нормировки: пирозлектрический приемник снаружи криостата и два холодных канала –RuO₂ болометром, второй – цепочка СИН-переходов в качестве термометра.

Введение

В связи с возросшим в последние годы интересом к ММ и субММ астрономии [1] появилась необходимость создания высокочувствительных приемных систем на основе охлаждаемых болометров. К таким системам предъявляются жесткие и противоречивые требования – мощность эквивалентная шуму не хуже 10^{-16} Вт/Гц^{1/2} для наземных обсерваторий и на три порядка выше для космических; при широком динамическом диапазоне для работы в условиях высокой фоновой мощности (десятки пВт). Одиночный СИНИС-болометр насыщается на уровне мощности менее 1 пВт. В связи с этим такие болометры объединяются в матрицы, в которых энергия сигнала, собираемого зеркалом телескопа, распределяется между болометрами.

Для повышения точности оценки спектрального отклика таких матриц необходимо проводить моделирование всей структуры, а в экспериментальных исследованиях применять дополнительную калибровку принимаемого сигнала.

Моделирование

Были разработаны две серии приемных матриц в широком диапазоне частот (60 – 600 ГГц): одна, состоящая из антенн диаметром 300 мкм, рассчитаны как обычная полуволновая антенна на цен-

тральную частоту 350 ГГц; вторая матрица – из антенн диаметром 60 мкм – электрически мала для этой частоты (матрица в конфигурации метаматериалов). Первые экспериментальные результаты с матрицами электрически малых антенн были сделаны при облучении матрицы полуволновых антенн (на центральную частоту 350 ГГц) диаметром 300 мкм на частоте 60 ГГц. Вольтваттная чувствительность оказалась достаточно высокой, при этом спектральная характеристика стала более равномерной. Это натолкнуло на решение пропорционально уменьшить диаметр колечек для приема сигнала на 350 ГГц, т.е. до 50 мкм, что и было реализовано в наших матрицах метаматериалов с тремя типами антенн диаметром 50-60 мкм [2].

Моделирование разрабатываемых приемных матриц было проведено в программном пакете CST STUDIO SUITE. Численное моделирование с периодическими граничными условиями значительно сокращает время счета, но дает только начальную оценку полосы пропускания для таких матриц и не обеспечивает корректного спектрального отклика в широком диапазоне частот. Было проведено моделирование полной структуры (25 элементов для матрицы полуволновых антенн (рис. 1а) и 81 элемент для матрицы электрически малых антенн (рис. 1б)). Мода 1 и мода 2 – взаимно ортогональные поляризации. Различие объясняется влиянием со-

единительных проводов между элементами матрицы.

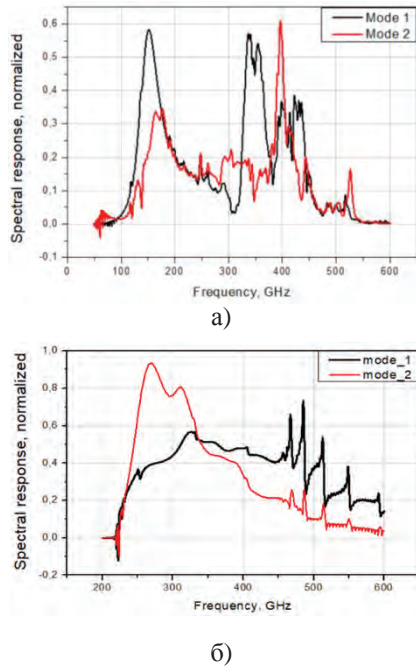


Рис. 1. Результаты численного моделирования: а) – Матрица полуволновых антенн; б) – Матрица электрически малых антенн

Экспериментальная установка и результаты измерений

Схематичное изображение экспериментальной установки представлено на рисунке 2. Исследуемый образец устанавливался на холодную плиту (280 мК) криостата Heliox AC-V. В качестве источника сигнала использовали лампу обратной волны (ЛОВ, *англ.* BWO) диапазона 240-370 ГГц. Сигнал от источника излучения, проходя через три окна криостата, облучает исследуемую матрицу. Сигнал от источника на пути к исследуемой матрице претерпевает множественные переотражения как снаружи, так и внутри криостата. Для учета этого влияния было использовано три опорных канала: первый – пироприемник снаружи криостата, и два «холодных» внутри него – рутениевый резистор, расположенный на холодной плите рядом с исследуемым образцом и цепочка СИН-переходов на чипе. Нормируя сигнал, снимаемый с приемной матрицы, на сигнал с трех опорных каналов, получаем более точную форму спектрального отклика исследуемых структур. Измеренный и нормированный на три опорных канала спектральный отклик матрицы электрически малых антенн представлен на рисунке 3. Для сравнения, результаты моделирования с упрощенными периодическими граничными

условиями и измеренный спектральный отклик без дополнительных опорных каналов для такой матрицы рассмотрены в [2].

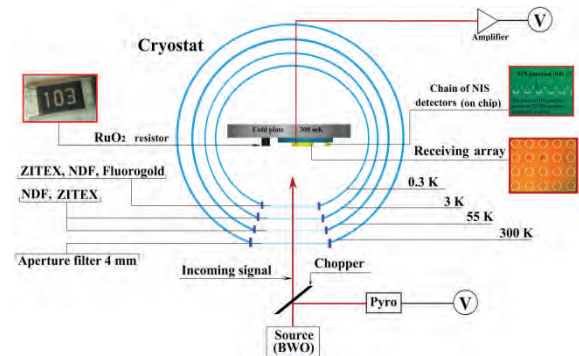


Рис. 2. Схематичное изображение экспериментальной установки

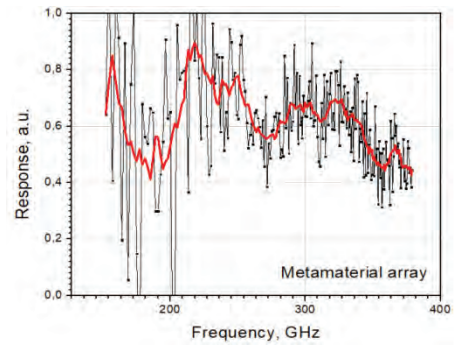


Рис. 3. Измеренный спектральный отклик матрицы электрически малых антенн с нормировкой принятого сигнала на три опорных канала

Заключение

Были разработаны, изготовлены и экспериментально исследованы приемные матрицы субТГц диапазона с интегрированными СИНИС-боллометрами. Для повышения точности оценки спектрального отклика приемной матрицы были смоделированы целые матрицы со всеми элементами, а в эксперименте использованы дополнительные опорные каналы для учета множественных переотражений.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания ИРЭ РАН (№ 0030-2019-0003) и государственного задания ИПФ РАН (№ 0035-2019-0005). Изготовление и исследование образцов произведено с использованием уникальной научной установки (УНУ №352529).

Литература

1. И.И. Зинченко // Радиофизика, Т. 46, (2003).
2. М.А. Tarasov, *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 125, 174501 (2019).

Влияние интегрированных сопротивлений, созданных под действием облучения, на сверхпроводящие переходы нанопроводников из нитрида ниобия

Б.А. Гурович¹, К.Е. Приходько^{1, 2, §}, Б.В. Гончаров^{1, *}, М.М. Дементьева¹, Л.В. Кутузов¹, А.Г. Домантовский¹, Д.А. Комаров¹, В.Л. Столяров¹, Е.Д. Ольшанский¹

¹НИЦ «Курчатовский институт», ул. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

²НИЯУ «МИФИ», Каширское ш., 31, Москва, 115409.

*Goncharov_bv@nrcki.ru, §Prihodko_KE@nrcki.ru

В работе исследовано влияние интегрированных сопротивлений, созданных под действием облучения в нанопроводе, на его сверхпроводящие переходы. Рассмотрены нанопровода из нитрида ниобия шириной 75 – 1000 нм, изготовленные из пленки NbN толщиной 5 нм на подложках из монокристаллического кремния, покрытого слоем термического оксида кремния толщиной 0.3 мкм и на подложках из сапфира. Измерения проводились в жидком гелии при температуре подложки 4.2 К.

Введение

Создание криогенных логических схем на основе сверхпроводящих нанопроводников из NbN требует изучения влияния наличия встроенных в них сопротивлений на их сверхпроводящие характеристики. В нанопроводниках были созданы интегрированные сопротивления путем облучения их фрагментов через маску смешанным ионным пучком до дозы, достаточной для формирования областей, характеризующихся металлической проводимостью при температуре жидкого гелия [1]. Данный подход к созданию сопротивлений позволяет избежать трудностей связанных с согласованием резистивных элементов со сверхпроводящим тоководом, а также существенно сократить число необходимых технологических операций для создания каждого элемента. Процесс облучения, выбор дозы, а также методики создания интегрированных сопротивлений, описаны в работе [2].

Методика эксперимента

В качестве материала, для изготовления нанопроводов, были использованы тонкие пленки NbN, полученные методом катодного распыления. Толщина пленок составила 5 нм. Использовались подложки из монокристаллического кремния, покрытого слоем термического оксида кремния толщиной 0.3 мкм и подложки из сапфира. Структуры формировались с использованием методов электронной литографии, а также реактивного ионного травления [3]. Область с измененными свойствами созда-

валась путем облучения смешанным пучком ионов H^+ и OH^+ , через защитную маску. Энергия падающих ионов была в диапазоне 1 – 4 кэВ.

Измерения проводились в жидком гелии при температуре подложки 4,2 К. Измерение вольт-амперных характеристик осуществлялось при помощи параметрического анализатора Keithley 4200-SCS. На рис. 1 приведено РЭМ изображение нанопровода NbN шириной 350 нм, содержащего интегрированную область с металлическим типом проводимости длиной 1500 нм.

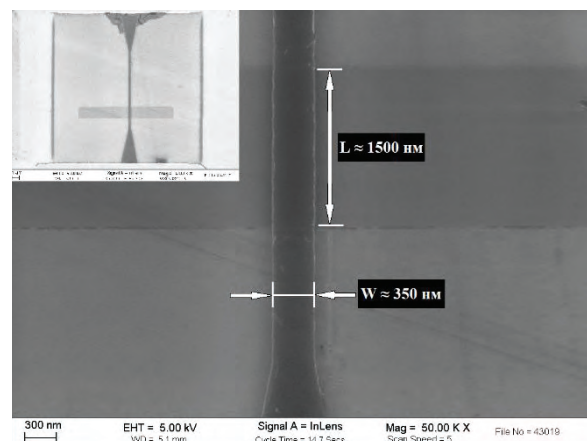


Рис. 1. РЭМ изображение нанопровода NbN, с интегрированным сопротивлением, сформированным под действием облучения через маску (вставка— общий вид)

Величина встроенного сопротивления при этом определяется как $R = R_{sq} \cdot L/W$. Где R_{sq} сопротивление на квадрат облученной области, L и W длина и ширина области соответственно. Длина сопротив-

лений L варьировалась от 350 до 1500 нм, а ширина W составляла 350 нм.

Результаты

В работе было показано, что прямой переход нанопровода, содержащего встроенное сопротивление, из сверхпроводящего состояния в нормальное ($S \rightarrow N$) происходит при значении тока I_R , соответствующих току возврата исходного, не содержащего встроенного сопротивления, нанопроводника из нормального в сверхпроводящее состояние I_2 ($N \rightarrow S$) [4], см. рис.2.

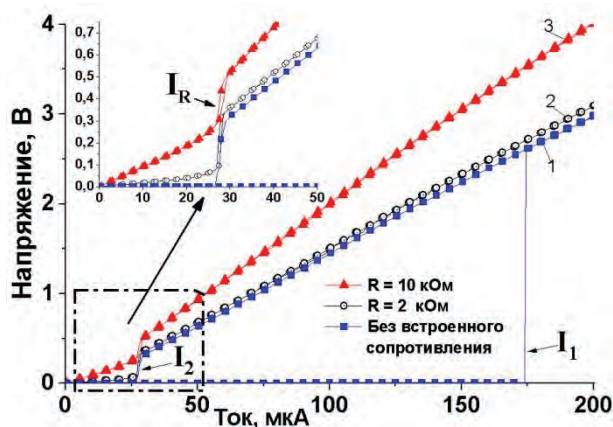


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики нанопроводов одинаковой геометрии: 1—без интегрированного сопротивления; 2— $R=2$ кОм; 3— $R=10$ кОм

Как было показано в данной работе, значение тока I_R , нормированного на величину тока возврата I_2 , не зависят от номинала встроенного сопротивления R , см. рис. 3.

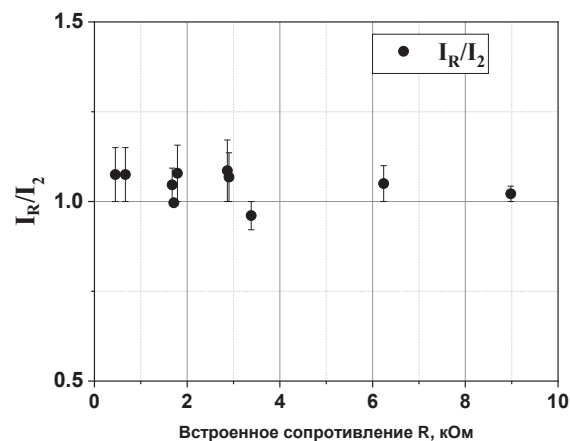


Рис. 3. Зависимость отношения нормированного тока перехода нанопровода с интегрированным сопротивлением (I_R/I_2) от величины интегрированного сопротивления R

Природа обратного перехода нанопровода без интегрированного сопротивления из нормального

состояния в сверхпроводящее при уменьшении тока через него по-видимому, состоит в том, что тепловой мощности, выделяемой в нормальном металле, при определенных значениях тока не хватает для поддержания температуры выше критической с учетом теплосъема окружающей среды, что и определяет величину тока обратного перехода нанопровода [5]. При наличии интегрированного в нанопровод сопротивления, выделение в нем тепла происходит при любом значении тока. В таком нанопроводе прямой переход из сверхпроводящего состояния в нормальное происходит при значениях тока, близких к величине тока обратного перехода нанопровода, без интегрированного сопротивления, т. к. заранее созданная область нормального металла, является постоянным источником тепла. Отсутствие влияния номинала R на ток I_R , по-видимому, объясняется тем, что этот переход обусловлен разогревом нанопровода до критической температуры на границе раздела сопротивление/нанопровод, а для заданной ширины нанопровода величины интегрированных R пропорциональны их длине L . При этом, площадь поверхности теплоотвода от сопротивления в подложку или во внешнюю среду также $\sim L$. Последнее, по-видимому, является главной причиной отсутствия влияния номинала R на I_R .

Данный эффект может быть использован при создании криоэлектронных логических схем для управления критическим током и гистерезисом в переключаемых сверхпроводящих элементах.

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» (приказ от 25.06.2019 №1359).

Литература

1. В.А. Gurovich, К.Е. Prikhodko, М.А. Tarkhov *et al.* // Micro and Nanosystems, V. 7, 3 (2015).
2. В.А. Gurovich, К.Е. Prikhodko, М.А. Tarkhov *et al.* // Nanotechnol. Russ., V. 10, 7-8, (2015).
3. В.А. Gurovich, В.В. Goncharov, М.М. Dement'eva *et al.* // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. V. 699, 012016 (2019).
4. Гурович В. А. и др. // пат. 2694799 РФ; заявл. 25.10.2018; опубл. 16.07.2019, Б. 20. – 11 с.
5. М. Tinkham, J.U. Free, C.N. Lau, N. Markovic. // Physical Review B, V. 68, 134515 (2003).

Управление параметрами переходов сверх-проводящих нанопроводов с использованием затворов без гальванической связи для создания электронных устройств на основе сверхпроводников

Б.А. Гурович¹, К.Е. Приходько^{1, 2,*}, Л.В. Кутузов¹, Б.В. Гончаров¹, Д.А. Комаров¹, М.М. Дементьева¹, В.Л. Столяров¹, Е.Д. Ольшанский¹, А.Г. Домантовский¹, Е.М. Малиева¹

¹ Российский Научный Центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

² Национальный Исследовательский Ядерный Университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

*prihodko_ke@nrcki.ru

В работе описан метод, который был использован для создания бесконтактных переключателей на основе нанопроводов из сверхпроводящего NbN, работающих на принципе управления критическим током нанопровода за счет тепла, выделяемого на находящемся рядом затворе без гальванической связи между ними. Получены зависимости минимальной мощности переключения от расстояния между проводами и их геометрическими параметрами в планарной и вертикальной геометрии. Продемонстрирована возможность создания двухслойных устройств, разделенных слоем диэлектрика Al₂O₃, работающих независимо друг от друга в каждом слое.

Введение

Создание логических элементов с использованием сверхпроводящих нанопроводов требует разработки метода управления их сверхпроводящими свойствами посредством электрических сигналов.

В НИЦ «Курчатовский институт» развиваются радиационные технологии модификации свойств тонких сверхпроводящих пленок, например, для их преобразования в металлическую фазу при малых флюенсах облучения [1], а, затем, в диэлектрик — при больших флюенсах [2].

Методика эксперимента

Сверхпроводящие пленки NbN толщиной 5 нм наносились на подложку из окисленного монокристаллического кремния или монокристаллического сапфира методом катодного распыления [1]. В работе были изучены нанопровода шириной ~100 нм, на различных расстояниях от которых располагались затворы, представлявшие собой сверхпроводящие нанопровода в ряде случаев с интегрированными участками нормальной фазы. Эксперименты проводились в жидком гелии при температуре подложки 4.2 К.

Метод управления параметрами перехода сверхпроводящего нанопровода в нормальное состояние за счет использования наноразмерного источника тепла (затвора), расположенного на некотором расстоянии от нанопровода, использованный в данной работе, был предложен в [3].

В работе, путем получения вольт-амперных характеристик, изучались зависимости прямого и обратного критических токов отдельных нанопроводов от токов, протекающих по затвору. Расстояние между нанопроводом и затвором варьировалось в диапазоне от 100 до 350 нм в одном слое (планарная геометрия), а также составляло 35 нм при расположении нанопровода и затвора в двух соседних слоях, разделенных слоем аморфного Al₂O₃ толщиной 10 нм (вертикальная геометрия). В планарной геометрии пространство между нанопроводом и затвором заполнялось аморфным Al₂O₃ путем напыления сплошной пленки оксида алюминия сверху на изготовленные структуры нанопроводов.

Результаты и обсуждение

Было установлено, что, после перехода затвора в нормальное состояние, при определенной мощности, выделяемой в нем, наблюдается переход в

нормальное состояние изучаемого нанопровода, при любых значениях токов в нем, отличных от нуля.

Были получены экспериментальные зависимости минимальной мощности, выделяемой в затворе, необходимой для перевода нанопровода в нормальное состояние, от величины тока, протекающего по нему. Изучены зависимости параметров $S \rightarrow N$ переключения нанопровода от геометрических размеров нанопровода и затвора и от расстояния между ними.

По результатам исследований сделан вывод о том, что наблюдаемый эффект управления переключением нанопровода обусловлен нагревом, сопровождающим протекание тока через область нормального материала в затворе. Выполнены экспериментальное изучение процесса переключения нанопровода при наличии резистивной области в затворе в виде интегрированного сопротивления, созданного радиационными методами — преобразованием нитрида ниобия в металлическую фазу в результате воздействия ионного облучения [1].

Экспериментально продемонстрировано, что при импульсном переключении затвором нанопровода, задержка в переключении, по отношению к управляющему затвором входному импульсу, отсутствует при длительности переднего фронта входного импульса до ~ 30 нс (доступных нам для измерений).

Были изготовлены трехкаскадные бесконтактные переключатели в двух слоях, разделенных слоем Al_2O_3 . По результатам исследований экспериментально продемонстрирована возможность создания многокаскадных многослойных последовательно управляемых логических схем без гальванической связи на основе сверхпроводящих нанопроводов.

Установлено, что напыление дополнительного диэлектрического слоя на указанные нанополустройства приводит к значительному снижению мощности, требуемой для управления переключением нанопровода. Кроме того, показано, что при создании многослойных устройств такого типа, не требующих вертикальных межсоединений, можно подобрать разумную минимальную достаточную толщину разделительного диэлектрика, обеспечивающего отсутствие взаимного негативного влияния соседних слоев, содержащих активные нанополустройства.

Полученные в работе результаты открывают перспективу создания устройств, содержащих много-

слойные логические элементы на базе нанокристаллических сверхпроводящих нанопроводов.

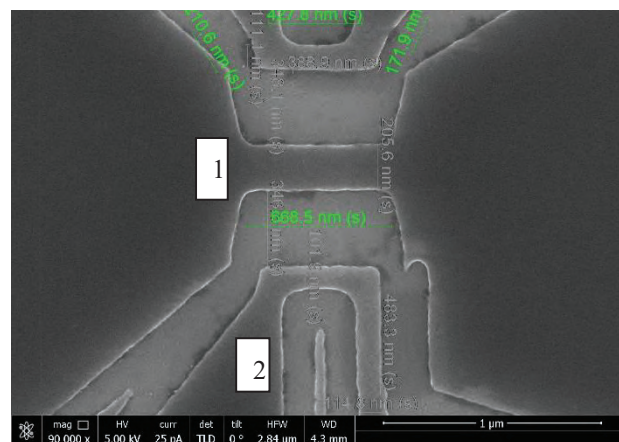


Рис. 1. РЭМ изображение образца: 1— нанопровод; 2— затвор

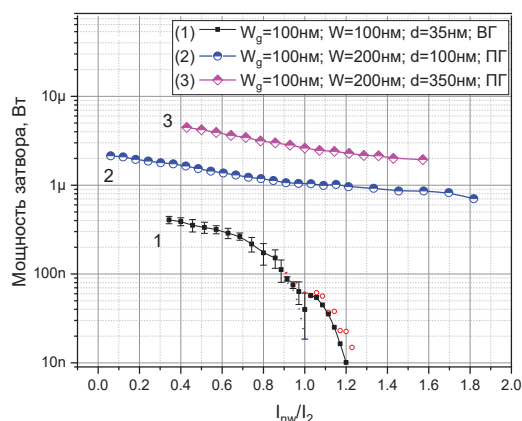


Рис. 2. Мощность, необходимая для бесконтактного переключения нанопровода в резистивное состояние в зависимости от нормированного тока через него в вертикальной (ВГ) и планарной (ПГ) геометрии расположения затвора и нанопровода

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» (приказ от 25.06.2019 №1359).

Литература

1. В.А. Gurovich, К.Е. Prihod'ko, et al. // Micro and Nanosystems, V.7, 172 (2105)
2. В.А. Gurovich, К.Е. Prihod'ko, М. А. Tarkhov, et al. // Nanotechnologies in Russia, T. 10, № (7-8) (2015).
3. Гурович Б.А. и др.// Патент № 2674063 РФ заявл. 27.03.2018; опубл. 04.12.2018, Бюл. № 34. – 13 с.

Связь морфологии поверхности тонких пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, полученных импульсным лазерным напылением, с температурой окончания сверхпроводящего перехода

А.И. Ильин¹ *, А.А. Иванов², О.В. Трофимов¹

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской АН, Россия, 142432, г. Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 6.

² Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31.

* iilin@iptm.ru

Исследовали параметры лазерного напыления от которых зависело время миграции адсорбированных атомов по поверхности пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ между импульсами осаждения: режимы скоростной фильтрации частиц пароплазменного потока, полученного абляцией керамической мишени YBCO и частоту фильтрации, а также плотность энергии в лазерном пятне на поверхности мишени. Исследования пленок проводили с использованием РЕМ, АСМ и низкотемпературных измерений сопротивления пленок.

Рост пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) при импульсном лазерном напылении (ИЛН) до толщины 100-200нм сопровождается образованием на их поверхности пирамид из спиралей с прямоугольными основаниями [1-2]. Изменением давления кислорода в камере или расстояния между подложкой и мишенью можно менять режим роста с образованием пирамид на преимущественно двумерный режим. Разный способ роста объясняется изменением скорости поверхностной диффузии [2]. В настоящей работе исследовали условия ИЛН от которых зависело время миграции атомов по поверхности: разную фильтрацию частиц лазерного факела, плотность энергии в импульсе и разную частоту лазерных импульсов на температуру окончания сверхпроводящего перехода $T(R=0)$ пленок.

Методика эксперимента

Тонкие пленки YBCO напыляли на монокристаллические пластины $SrTiO_3(100)$, размером 5x10 мм и толщиной 0.5мм, очищенные в смеси ($H_2SO_4 + HNO_3$) и дистиллированной воде. Поверхность пластин имела шероховатость со среднеквадратичным отклонением $R_q = 0.14$ нм. Установка для импульсного лазерного напыления, состояла из эксимерного лазера CL7100 и вакуумного поста [3]. Керамическую мишень YBCO распыляли лазерным излучением, а распыленный материал осаждался на

подложку, нагретую до 700 - 750°C. В качестве скоростного фильтра использовали вращающийся диск с двумя отверстиями прямоугольной формы на противоположных сторонах. Изучение рельефа поверхности проводили в АСМ с оптическим контролем изгиба кантилевера и РЭМ EVO-50. Темпе-

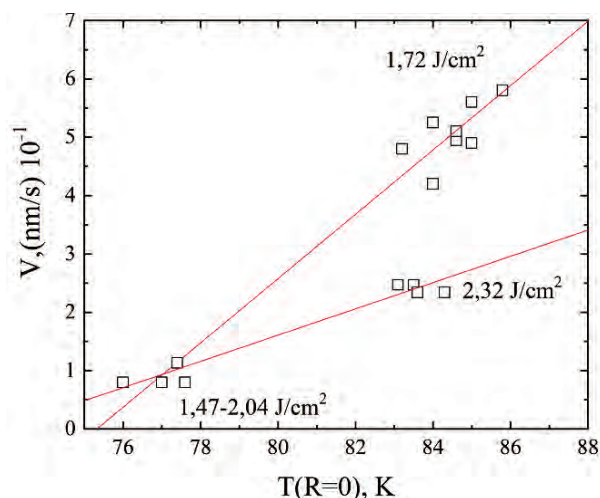


Рис. 1. Зависимости $T(R=0)$ от скорости напыления при разной плотности энергии в лазерном импульсе

ратурные зависимости сопротивления пленок измеряли стандартным 4-х контактным методом. На зависимости сопротивления от температуры $R(T)$ для каждого образца определяли значения температуры полного сверхпроводящего перехода. $T(R=0)$.

Результаты и обсуждение

Из рис.1 видно, что для получения одинаковых значений $T(R=0)$ нужна большая скорость напыления при плотности энергии импульса 1.72 чем при 2.32 Дж/см². С увеличением минимальной скорости частиц лазерного факела, прошедших через фильтр, $T(R=0)$ для пленок толщиной 150 - 100 и 150 - 200нм. возрастала не одинаково (рис.2.). Сопоставимые $T(R=0)$ в тонких пленках получались при

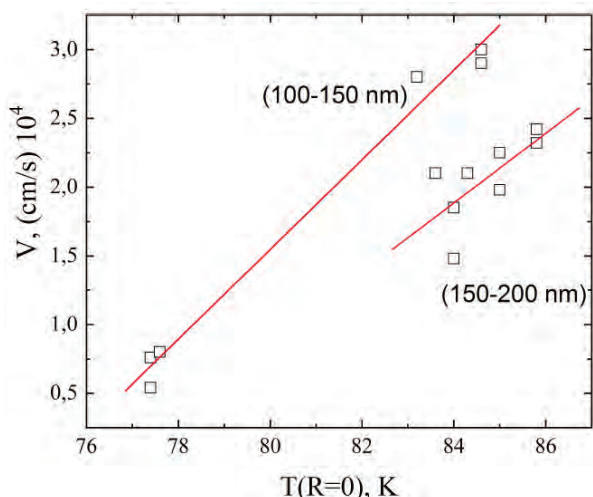


Рис. 2. Зависимости $T(R=0)$ от минимальной скорости частиц лазерного факела, прошедших через фильтр для пленок разной толщины

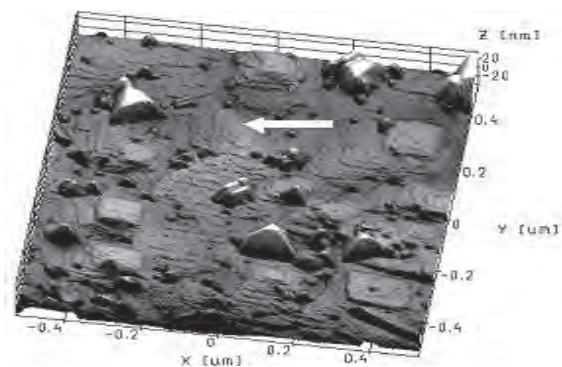


Рис. 3. Вид в АСМ поверхности с пирамидами в форме спиралей. Стрелка указывает ступеньку на пирамиде высотой 1нм

большой в 1.5 - 2 скорости частиц чем в толстых. Пленки, полученные со скоростями напыления около 0.1нм/с при плотности энергии импульса 1.47 - 2.04 Дж/см² всегда имели $T(R=0)$ около 77К и ниже. Поверхность таких пленок состояла из пирамид в форме спиралей с прямоугольными основаниями высотой до 80нм. Режимы напыления пленок YBCO со скоростями более 0.3нм/с обеспечивали повышение $T(R=0)$ до 82-86К. Поверхность состояла из пирамид высотой около 40нм с округлыми основаниями диаметром до 1500 нм (рис.4)

со склонами из ступенек высотой 1 - 2 нм. Быстрый и медленный рост пленок происходит по механизму Вольмера - Вебера, когда атомы и мелкие кластеры сильнее связываются между собой, чем с подложкой. С объединением островков рельеф образует конкуренция между ростом перпендикулярно и вдоль плоскости подложки. Поток атомов, ионов и частиц формирует при медленном напылении поверхность из пирамид в форме спиралей с большей шероховатостью, что означает более быстрый рост перпендикулярно подложке, чем в плоскости пленки. Таким образом за время между импульсами при медленном напылении происходит организация частиц лазерного факела в спиральные пирамиды. Процесс организации стимулируется низкой плотностью энергии близкой к порогу абляции (1.2 Дж/см²). При высоких скоростях напыления не достигается равновесного распределения потока вещества факела на поверхности за время между импульсами, чем обеспечивается более равномерный рост высоты пирамид с округлыми основаниями. Значения $T(R=0)$ выше 82К могут быть вызваны неравновесной структурой с увеличенной концентрацией дырочных носителей заряда как это происходит в массивных ВТСП.

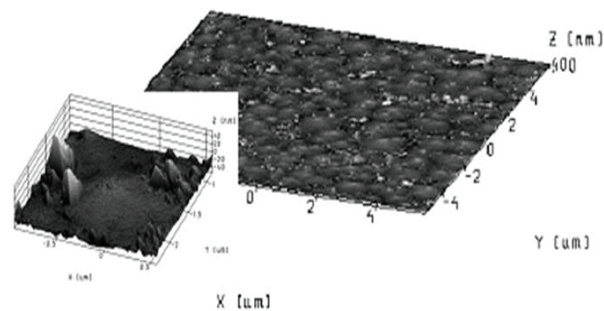


Рис. 4. Вид в АСМ поверхности пленки с пирамидами с округлыми основаниями. На вставке в изометрии показана одна пирамидка с округлым основанием

Работа выполнена по государственному заданию № 075-00920-20-00.

Литература

1. Pulsed Laser Deposition of Thin Films, edited by Douglas B.Chrisey and Graham K.Hubler, (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1994).
2. B. Dam, J.H. Rector, J.M. Huijbregtse, R. Griessen Physica C 305 _1998. 1–10.
3. A. I. Il'in, A. A. Ivanov, O. V. Trofimov, A. A. Firsov, A. V. Nikulov, and A. V. Zotov Russian Microelectronics, 2019, Vol. 48, No. 2, pp. 119–126.

Мезоскопические флуктуации сверхтока в диффузных магнитных джозефсоновских контактах

П.А. Иоселевич^{1,2}, П.М. Островский^{3,2}, Я.В. Фоминов^{2,4,1,*}

1 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва.

2 Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка.

3 Max-Planck-Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany.

4 Московский физико-технический институт, Долгопрудный.

*fominov@landau.ac.ru

Изучен сверхток в квазиодномерных джозефсоновских контактах с областью слабой связи, внутри которой имеется магнетизм либо в виде магнитных примесей, либо в виде ферромагнитного порядка. В случае, когда длина области слабой связи больше, чем магнитная длина распаривания, эффект Джозефсона определяется мезоскопическими флуктуациями. Мы вычислили ток-фазовое соотношение $I(\varphi)$ и статистику его характеристик, зависящих от реализации беспорядка, в контактах с прозрачными границами между сверхпроводниками и магнитной областью. Высокая прозрачность приводит к обратному эффекту близости, в то время как прямой эффект близости подавлен магнетизмом в области слабой связи. Оказывается, что $I(\varphi)$ содержит все джозефсоновские гармоники. Каждая гармоника характеризуется амплитудой и фазовым сдвигом, зависящими от образца, причём корреляция между разными гармониками отсутствует. В зависимости от типа магнитной слабой связи во флуктуационном режиме в системе может реализоваться состояние φ_0 - или φ -контакта. Полная статистика сверхтока получена при произвольном соотношении между температурой, сверхпроводящей щелью и энергией Таулеса слабой связи.

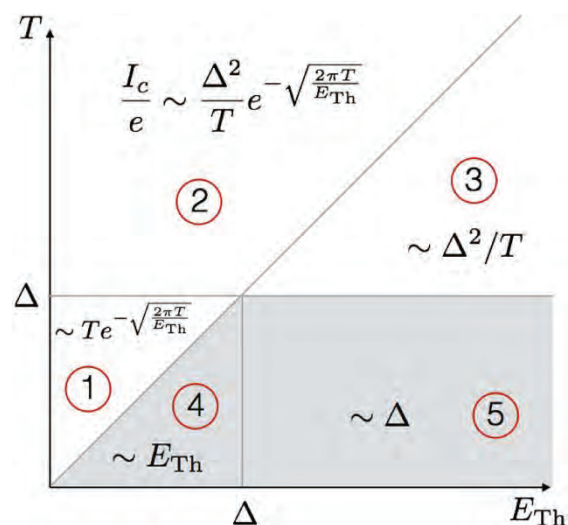


Рис. 1. Диаграмма результатов для типичной величины джозефсоновского тока в различных режимах. В затенённых областях (в которых температура является наименьшим энергетическим масштабом) оказываются существенны высшие гармоники ток-фазового соотношения

Литература

1. П.А. Иоселевич, П.М. Островский, Я.В. Фоминов, *Mesoscopic supercurrent fluctuations in diffusive magnetic Josephson junctions*, Phys. Rev. B **98**, 144521 (2018).

Источник терагерцового излучения в открытое пространство на основе туннельного джозефсоновского перехода

Н.В. Кинев^{1,*}, К.И. Рудаков^{1,2}, Л.В. Филиппенко¹, В.П. Кошелец¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 стр.7, Москва 125009.

² Астрономический институт Каптейн, Университет Гронингена, Гронинген, Нидерланды 9712 CP.

*nickolay@hitech.cplire.ru

Разработана, численно промоделирована и экспериментально реализована интегральная схема генератора терагерцового диапазона на основе распределённого туннельного СИС-перехода, в которой генератор согласован на одной микросхеме с щелевой передающей антенной на собирающей линзе и излучает сигнал в открытое пространство. Предложены и численно рассчитаны несколько конструкций щелевой антенны, согласованной с джозефсоновским переходом посредством микрополосковой линии передачи, рассчитанных на частотные диапазоны 250-410 ГГц, 330-530 ГГц и 390 - 700 ГГц. Изготовлены и исследованы экспериментальные образцы, регистрация сигнала в открытое пространство производилась при помощи охлаждаемого болометра на основе кремния. Экспериментальные результаты в достаточной степени соответствуют численным расчётам.

Для решения задач радиофизики, астрономии и спектроскопии необходимы доступные, широко перестраиваемые стабилизированные источники излучения в терагерцовой (ТГц) области частот. Генератор на основе сверхпроводникового туннельного СИС-перехода с геометрической длиной много больше джозефсоновской глубины проникновения является практичным решением в качестве источника в ТГц диапазоне. Такой генератор на основе туннельных структур Nb-AlO_x-Nb или Nb-AlN-NbN обладает широкой рабочей полосой от 200 до 750 ГГц и мощностью, достаточной для многих практических применений. Некоторое время назад нашей группой была предложена концепция генератора в открытое пространство на основе распределённого джозефсоновского перехода (РДП), согласованного с передающей антенной [1,2], были численно промоделированы характеристики интегральной структуры. В данной работе к интегральной структуре дополнительно добавлен гармонический смеситель для стабилизации выходного излучения с использованием петли обратной связи и системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), изготовлены и исследованы экспериментальные образцы генератора.

Концепция ТГц генератора

Принципиальная идея конструкции ТГц генератора на основе РДП представлена на рис. 1. Излучение перехода на основе Nb-AlO_x-Nb или Nb-AlN-NbN с плотностью туннельного тока порядка 5-10 кА/см² согласовано с щелевой антенной на основе тонкой

плёнки Nb, расположенной на одной микросхеме, посредством микрополосковой линии передачи на основе Nb/SiO₂/Nb (рис. 1а). Для фокусировки выходного сигнала дополнительно использована поллуэллиптическая линза на основе Si, согласованная с щелевой антенной (рис. 2б). Разработаны два альтернативных типа согласования РДП с антенной с различным типом возбуждения антенны (рис. 1а и рис 1в).

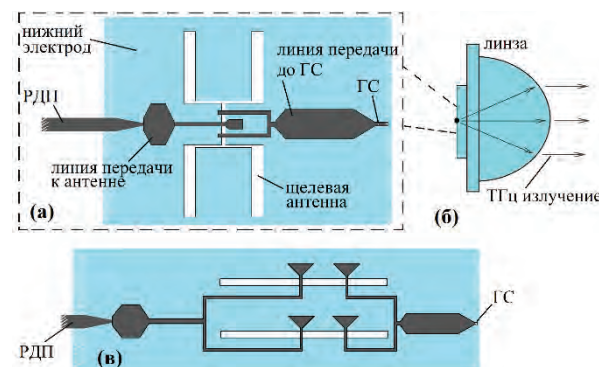


Рис. 1. (а) – топология интегральной структуры генератора на основе РДП, согласованного с передающей щелевой антенной и гармоническим смесителем (ГС) для фазовой стабилизации излучения; (б) – схема установки микросхемы на линзу (не в масштабе); (в) – альтернативная конструкция возбуждения щелевой антенны

Для фазовой стабилизации излучения использован гармонический смеситель (ГС) на основе СИС-перехода, накачиваемый частью выходной мощности (порядка ~10%) излучения генератора. Разработаны и исследованы несколько схем, рассчитанных на перестройку рабочей частоты источника в раз-

ных диапазонах: 250 – 410 ГГц, 330 – 530 ГГц и 390 – 700 ГГц, которые суммарно перекрывают диапазон от 0,25 до 0,7 ТГц.

Экспериментальная установка и результаты

Регистрация выходного излучения в открытом проводилась при помощи широкополосного охлаждаемого кремниевого болометра, расположенного в отдельном заливном криостате при температуре 4,2 К (рис. 2). Для подавления фонового ИК сигнала, к которому болометр является чувствительным, использовался кварцевый ИК фильтр на входном окне криостата №2. Отклик болометра измерялся синхронным усилителем с использованием оптического прерывателя с частотой модуляции около 170 Гц. Исследование проводилось во всей частотной полосе перестройки РДП, при этом частота генерации определялась однозначно из соотношения Джозефсона $f = 2e/h \cdot V_{DC}$, где V_{DC} – напряжение смещения на переходе по постоянному току. Точность определения частоты составляет порядка 1 ГГц.

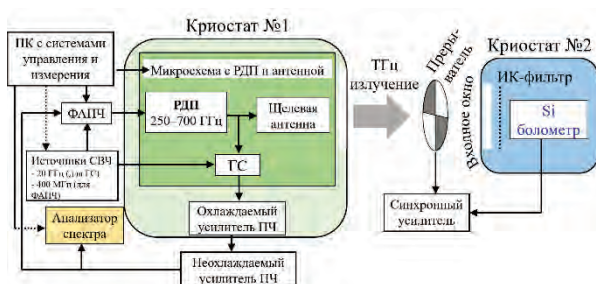


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для регистрации выходного ТГц излучения РДП при помощи кремниевого болометра

Одновременно с измерением болометрического отклика экспериментальная установка позволяет стабилизировать излучения генератора и измерять спектральные характеристики излучения с разрешением порядка 1 Гц, определяем характеристиками анализатора спектра и опорного сигнала от внешнего источника СВЧ на частоте 400 МГц. Для этого предусмотрена цепь обратной связи, включающая ГС, каскад усилителей выходного сигнала ГС на промежуточной частоте и систему ФАПЧ.

Экспериментальные результаты по исследованию излучения в открытом пространстве представлены на рис. 3а (сплошная кривая) для конструкции

390 – 700 ГГц, одновременно представлены результаты численного моделирования (пунктирная кривая). На рис.3б показаны результаты согласования генератора с ГС для того же экспериментального образца, ток накачки в эксперименте нормирован на «целевой» скачок тока. Наблюдается качественное соответствие численных и экспериментальными результатами.

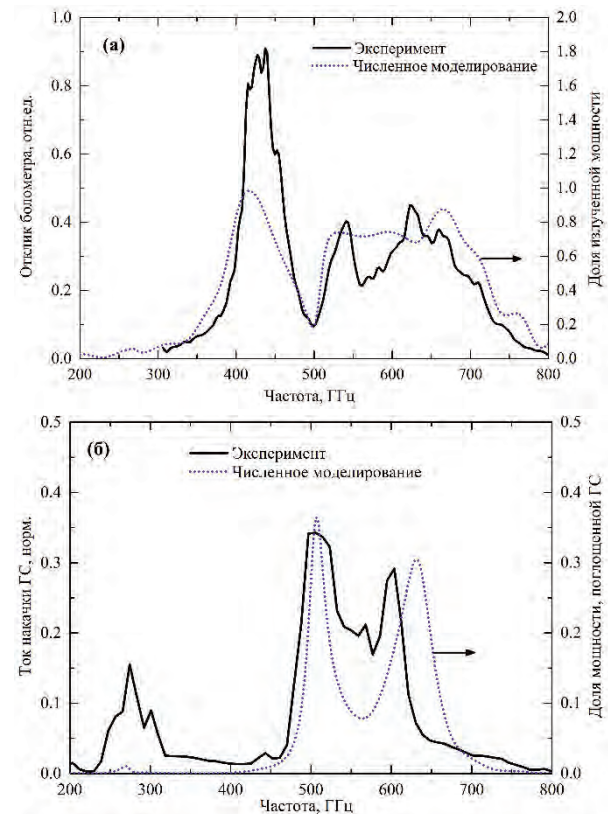


Рис. 3. (а) – излучение источника в открытом пространстве (расчет и эксперимент); (б) – согласование источника с ГС (расчет и эксперимент). В численных расчетах мощность нормирована на полную выходных мощностей РДП

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-79-20343). Изготовление образцов выполнено с использованием уникальной научной установки (УНУ № 352529) ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, созданной и функционирующей за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

Литература

1. Н.В. Кинев, К.И. Рудаков, А.М. Барышев *и др.* // Физика твердого тела, Т. 60., С. 2132 (2018).
2. N.V. Kinev, K.I. Rudakov, L.V. Filippenko *et al.* // J. Appl. Phys., V. 125, 151603 (2019).

Возвратный квантовый фазовый переход в модельном ВТСП купрате

В.В. Конев*, В.А. Улитко, А.А. Чиков, Ю.Д. Панов, А.С. Москвин

Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

*vitaliy.konev@urfu.ru

В рамках (псевдо) спинового $S=1$ формализма показано, что в относительно узкой области локальных корреляций при конечной температуре наблюдается двойной возвратный квантовый фазовый переход для SF и CO фаз. Другими словами, с увеличением заполнения при фиксированном значении локальных корреляций происходит следующая серия переходов CO-SF-CO-SF.

Введение

В отличие от квантовых магнетиков со спином $1/2$ системы со спином $S=1$ характеризуются более сложным гамильтонианом с появлением одноионной анизотропии, биквадратичных межцентровых взаимодействий и принципиально новых фазовых состояний типа квантового парамагнетика. Интерес к таким системам связан не только с описанием сильноанизотропных магнетиков на основе Ni^{2+} ($S=1$), в частности $NiCl_2SC(NH_2)_2$ [1], но и с т.н. псевдоспиновыми системами типа «semi-hard-core» бозонов с ограничением на заполнение узлов решетки $n = 0, 1, 2$ или с ионными системами со смешанной валентностью типа «триплета» $Cu^{1+,2+,3+}$ в купратах [2]. Одним из наиболее перспективных в описании $S=1$ систем зарекомендовал себя метод Монте-Карло, развитый в работе [3]. Метод описанный в данной работе применим к широкому классу моделей без проблемы знака а также позволяет точно (в пределах статистической погрешности) учесть квантовые флуктуации.

Модель

Рассмотрим модельную 2D систему типа «полужестких» бозонов с ограничением на заполнение узлов квадратной решетки $n = 0, 1, 2$ или систему Cu-центров в CuO_2 плоскости купратов, которые могут находиться в трёх различных валентных зарядовых состояниях: $Cu^{1+,2+,3+}$. Вводя псевдоспиновый $S=1$ ($M_S=0, \pm 1$) формализм для описания соответствующих триплетов, запишем эффективный гамильтониан, который коммутирует с z -компонентой полного псевдоспина $\sum S_{iz}$ и, таким образом, сохраняет полный заряд системы, как сумму потенциальной и кинетической энергий:

$$H = H_{pot} + H_{kin} \quad (\phi 1)$$

$$H_{pot} = \sum_i \Delta S_{iz}^2 + \frac{V}{2} \sum_{\langle ij \rangle} S_{iz} S_{jz} \quad (\phi 2)$$

$$H_{kin} = -\frac{1}{2} t^b \sum_{\langle ij \rangle} (S_{i+}^2 S_{j-}^2 + S_{i-}^2 S_{j+}^2) \quad (\phi 3)$$

В данной работе исследуется минимальный набор слагаемых для описания модельного ВТСП купрата. Первое слагаемое в (φ2) или локальные зарядовые корреляции описывает эффекты расщепления уровней на узле. Второе слагаемое описывает меж-узельные корреляции вида плотность-плотность. Гамильтониан (φ3) описывает двухчастичный перенос (биквадратичная двухцентровая анизотропия).

Результаты

В рамках квантового метода Монте-Карло были исследованы фазовые переходы в модельном ВТСП купрате на квадратной решетке с периодическими граничными условиями и линейным размером 12. Фазовые диаграммы получены в процессе термализации до температур порядка 0.1. Значение меж-узельных заряд-зарядовых корреляций фиксированно и равно 0.55, во избежание путаницы здесь и далее параметры Гамильтониана указаны в единицах t^b . На рис. 1, показана фазовая диаграмма основного состояния в переменных Δ и n , отметим, что есть относительно узкая область по параметру Δ в которой наблюдается квантовый возвратный фазовый переход для SF фазы. Таким образом наиболее существенные изменения происходят в небольшом диапазоне значений локальных корреляций, это связано с наличием критического значения Δ .

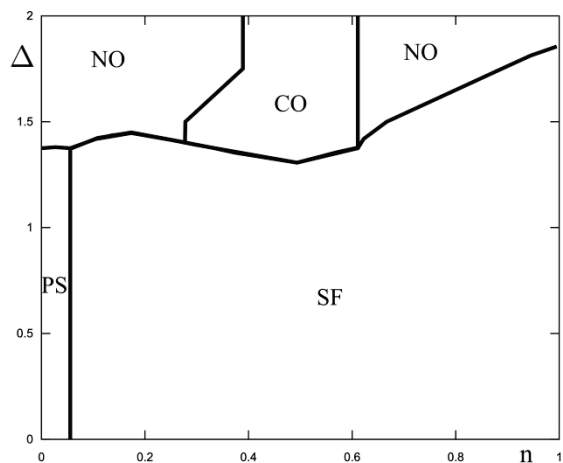


Рис. 1. Фазовая диаграмма основного состояния для квадратной решетки 12x12 в переменных допированный заряд (n) и локальные зарядовые корреляции (Δ) при $V=0.55$, параметры Гамильтониана указаны в единицах t^b

Другим заслуживающим внимания результатом является относительно малая разница температур упорядочения в CO и SF фазы. На рис 2 представлена фазовая диаграмма в переменных T и n для $\Delta=1.38$, как видно, возможен не только обычный возвратный квантовый фазовый переход, но и двойной. Другими словами при конечных температурах с допированием в системе происходит повторение переходов из CO в SF, то есть наблюдается квантовый возвратный фазовый переход для двух

фаз CO и SF. Это стало возможно лишь из-за близости к так называемой Гейзенберговской точке ($V=0.5$ в данном случае), что подразумевает сильную конкуренцию между CO и SF упорядочениями.

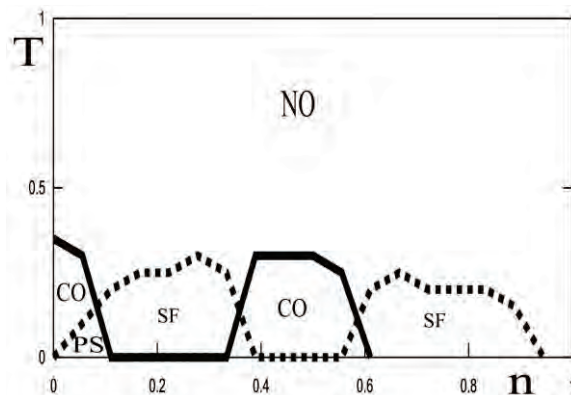


Рис. 2. Фазовая диаграмма для квадратной решетки 12x12 в переменных допированный заряд (n) и температура (T) при $\Delta=1.38$, $V=0.55$, параметры Гамильтониана указаны в единицах t^b

Литература

1. A. Paduan-Filho, X. Gratens, N. F. Oliveira // *Physical Review B*, V. 69, 020405 (2004).
2. A.S. Moskvina // *JETP*, V. 148(3), 549 (2015).
3. V.A. Rousseau // *Physical Review E*, V. 77, 056705 (2008).

Резонансные ступени тока в сверхпроводящих структурах с прослойкой из материала, обладающего сильным спин-орбитальным взаимодействием

К.И. Константиан^{1#}, Г.А. Овсянников¹, А.М. Петржик¹, А.В. Шадрин^{1,2},
Ю.В. Кислинский¹, G. Cristiani³, G. Logvenov³

1 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009.

2 Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141701.

3 Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany.

#karen@hitech.cplire.ru, §gena@hitech.cplire.ru

В сверхпроводящих меза-гетероструктурах на основе купратного сверхпроводника и ниобия с прослойкой из нанометровой толщины пленки иридата Sr_2IrO_4 , являющегося антиферромагнитным изолятором с сильным спин-орбитальным взаимодействием наблюдался сверхпроводящий ток, вызванный возбуждением триплетной компоненты сверхпроводящего параметра порядка в пленке иридата. При плотности тока более 1 A/cm^2 наблюдаются асимметричные по полярности напряжения резонансные особенности на ВАХ, положение которых по напряжению не зависит от магнитного поля. С увеличением номера особенности наблюдается отклонение от эквидистантности положения ступенек.

Введение

Известно, что под воздействием магнитного поля на вольт-амперной характеристике (ВАХ) туннельного SIS перехода (S – сверхпроводник, I – немагнитный изолятор) наблюдаются резонансные ступени Фиске [1, 2] при напряжениях $V_n = n\Phi_0 c^*/2L$, где n – номер ступени, Φ_0 – квант магнитного потока) c^* – скорость Свайхарта, L – ширина сверхпроводниковой симметричной полосковой передающей линии. Влияние магнетизма на динамику распространения электромагнитных колебаний в сверхпроводниковых контактах был рассмотрен теоретически для SIFS и SFIFS структур [3] и для SI_FS [4], здесь F – ферромагнетик, I_F – ферромагнитный изолятор. Однако в экспериментальных работах на SIFS [5, 6] отклонения, предсказанные в [3,4] от [1] не отмечались. В данной работе сообщается об экспериментальном обнаружении отклонения от эквидистантности ступеней Фиске в меза-гетероструктурах $\text{Nb/Au/Sr}_2\text{IrO}_4/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с барьерной прослойкой из Sr_2IrO_4 – материала, являющимся моттовским антиферромагнитным изолятором с сильным спин-орбитальным взаимодействием (COB), характеризуемым энергией $E_{SO} \sim 0.4 \text{ eV}$ [7]. Заметим, до последнего времени другими авторами о влиянии COB на динамику распространения

электромагнитных колебаний в сверхпроводниковых контактах не сообщалось.

Результаты и обсуждение

Тонкопленочные меза-гетероструктуры $\text{Nb/Au/Sr}_2\text{IrO}_4/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ были изготовлены по методике, изложенной в работе [8]. В данном сообщении будем обсуждать результаты эксперимента для структур, у которых прослойка Sr_2IrO_4 имела меньшую толщину ($d=5 \text{ nm}$) и, соответственно, обладающими более высокими значениями критического тока I_C по сравнению со структурами с $d=7 \text{ nm}$ [9]. Под воздействием магнитного поля H , приложенного параллельно подложке, на ВАХ структур на одном чипе с размерами $L=20, 30, 40$ и $50 \mu\text{m}$ возникали особенности в виде наклонных ступенек из-за влияния низкочастотных наводок и тепловых флуктуаций ступеней тока. Положения минимумов дифференциального сопротивления $R_D = dV/dI$ обнаруженных особенностей соответствовали значениям напряжений V_n – пропорционально $1/L$, как в случае резонансов Фиске. Однако эквидистантность по V_n оказалась нарушенной. Так, значения V_{+1} и V_{-1} отличались более чем на $10 \mu\text{V}$ при ошибке измерения $\pm 0.25 \mu\text{V}$ для ступеней Фиске $I_n > 2 \mu\text{A}$. Здесь знак при n указывает на полярность задаваемого напряжения V .

Величины замытых флуктуациями токовых ступеней Фиске определялись по аналогии, как и малые-амплитуды I_C [8], а семейства ВАХ, снимались в режиме задания тока $0 \rightarrow I_+ \rightarrow I_- \rightarrow 0$. Здесь I_+ и I_- - значения положительных и отрицательных значений токов.

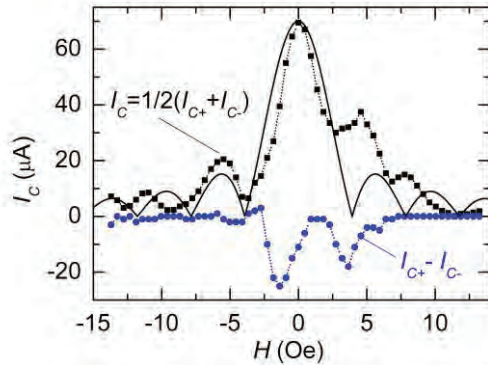


Рис. 1. Зависимости $I_C(H)$ (черные квадраты) и разность $I_{C+} - I_{C-}$ (синие круги), $L=40$ мкм. Сплошной линией показана фраунгоферова зависимость

На рисунке 1 показан фрагмент зависимости $I_C(H)$, полученный при задании магнитного поля от $H_+ = 13.2$ Ое до $H_- = -13.7$ Ое для $L=40$ мкм. Отметим, образец охлаждался при $H=0$. На рисунке 1 показано отличие разнополярных амплитуд критического тока I_{C+} и I_{C-} , наблюдаемое при $H < 5$ Ое, и видна асимметрия зависимости $I_C(H)$ при смене направления H . Расстояния между минимумами $I_C(H)$ соответствовали площади проникновения задаваемого магнитного поля. Соответствующая фраунгоферова зависимость приведена на рисунке 1. На рисунке 2 приведены амплитуды ступеней Фиске для $n=+1$ и $n=-1$, снятых при $H < 0$, где $I_C(H)$ ближе следует фраунгоферовой зависимости. Видно наличие ступеней даже при $H=0$, однако вопрос влияния СОВ на появление «ступени нулевого поля» пока остается открытым. Отметим характерный для ступеней Фиске осциллирующее с полем H поведение ступеней I_{+1} и I_{-1} и их рост со спадом I_C на интервале H от 0 до -3 Ое. На рисунке 3 показаны все зарегистрированные резонансные токовые ступени. Видно, что положение ступеней по V не зависят от магнитного поля. В приведенных на рисунке 3 данных указаны номера только для достаточно хорошо идентифицируемых ступеней. Отклонение от эквидистантности и отличие V_n при смене знака n скорее всего вызваны влиянием на спектр джозефсоновских плазменных волн колебаний локальной

намагниченности антиферромагнитной прослойки с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

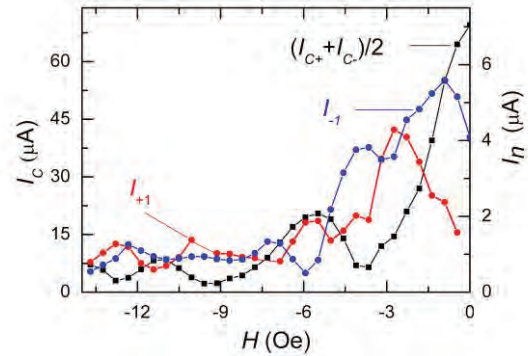


Рис. 2. Ступени Фиске $I_n(H)$ для $n=+1$ (красные круги), $n=-1$ (синие круги). $I_C(H)$ - черные квадраты

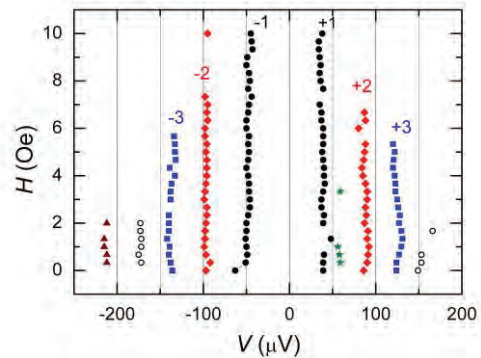


Рис. 3. $H-V$ диаграмма ступеней Фиске. Цифрами указаны номера n хорошо идентифицируемых ступеней

Работа частично поддержана проектами РФФИ 19-07-00274 и 19-07-00143.

Литература

1. D.D. Coon, and M.D. Fiske // Phys.Rev.V. 138,A744 (1965).
2. I.O. Kulik // JETP Lett. V. 2, 84 (1965).
3. S. Mai, E. Kandelaki, et al. // Phys. Rev.B. V. 84. 144519 (2011).
4. S-i. Hikino, M. Mori, et al. // J. Phys. Soc. Jpn. V. 80. 074707 (2011).
5. G. Wild, C. Probst, A. Marx and R. Gross // Eur. Phys. J. B V.78 509 (2010).
6. J. Pfeiffer, M. Kemmler // Phys. Rev. BV. 77 214506 (2008)
7. G. Cao, and P. Schlottmann // Rep. Progress in Phys. V81, 042502 (2018).
8. A.M. Petrzehik, K.Y. Constantinian, et al. // Phys. Rev. B V. 100, 024501 (2019).
9. Г.А. Овсянников, К.И. Константианян и др. //Труды XXIII Международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника», Н. Новгород, Т.1, 93 (2019).

Детектирование одиночных фотонов видимого и ИК диапазонов сверхпроводниковыми MoSi полосками микронной ширины

А.А. Корнеев^{1,2,*}, Ю.П. Корнеева¹, Н.Н. Манова¹, М.Ю. Михайлов³, О.В. Добровольский^{4,5},
Г.Н. Гольцман^{1,2}, Д.Ю. Водолазов^{1,6}

1 Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 119991, Россия

2 Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, ул. Мясницкая, Москва 101000, Россия

3 Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина Национальной академии наук Украины, Харьков, 61103 Украина

4 Faculty of Physics, University of Vienna, 1090 Vienna, Austria

5 Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, Харьков, 61022 Украина

6 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* akorneev@rplab.ru

Был исследован однофотонный отклик в сверхпроводниковых полосках микронной ширины и полосках шириной около 100 нм из тонких пленок аморфного силицида молибдена (MoSi) в магнитном поле. Показано, что зависимости фотоотчетов от тока в магнитных полях имеют качественные различия, зависящие от ширины полоски, что подтверждает локальный механизм разрушения сверхпроводимости в полосках микронного масштаба с помощью пары вихрь-антивихрь и разрушение сверхпроводимости вдоль всей полоски нанометрового масштаба.

Введение

Долгое время считалось, что однофотонный отклик в детекторах SSPD [1,2] можно наблюдать только в сверхпроводящих полосках шириной порядка 100 нм и менее, т.е. близких к размеру горячего пятна – неравновесной области с локально подавленной сверхпроводимостью, образующейся после поглощения фотона. В теоретических работах Зотовой и Водолазова [3] была представлена уточненная модель механизма отклика, предсказывающая возможность возникновения однофотонного отклика независимо от ширины сверхпроводящей полоски, но при условии, что ток достаточно близок к току распаривания. При таких условиях поглощение фотона приводит к формированию пары вихрь-антивихрь, которые приходят в движение под действием силы Лоренца, вызывая появление резистивного состояния. В работе [4] нами было продемонстрировано однофотонное детектирование в сверхпроводящих мостиках из пленки NbN толщиной 4 нм, плавно сужающихся до микронной ширины, что в целом соответствовало предложенной модели Зотовой-Водолазова.

В настоящей работе мы выбрали другой материал – аморфный силицид молибдена (MoSi) толщиной 3,3 нм – как материал с меньшим пиннингом, а так-

же в надежде сильнее приблизиться к току распаривания. Вместо сужающихся мостиков мы изготовили прямые полоски длиной 10 мкм с набором ширин от 1 до 5 мкм, а также для сравнения меандры с шириной полоски 115 нм. Далее изучались токовые зависимости фотоотчетов в слабых магнитных полях, приложенных перпендикулярно к образцу.

Образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы были изготовлены из пленки MoSi, нанесенной методом реактивного магнетронного распыления на постоянном токе одновременно из молибденовой и кремниевой мишеней. Уширения на концах прямой полоски позволяют устранить эффект сгущения линий тока при изменении ширины [5] и избежать уменьшения критического тока. Измерения выполнялись при температуре 1,7 К. В качестве источников излучения использовались оптоволоконные лазеры и лазерные диоды с длинами волн от 408 до 1550 нм. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены фотоотчеты образцов различной ширины, нормированные на максимальное

количество фотоотсчетов. Токи образцов нормированы на их токи распаривания при температуре 1,7 К. Минимальный ток, при котором появляются фотоотсчеты мы считали током детектирования I_{det} и выбирали на уровне 0,1 от максимального количества фотоотсчетов образца на данной длине волны. Видно, что ток детектирования зависит от энергии фотона и не зависит от ширины полоски в соответствии с моделью [3]. Сильный разброс для длины волны 1550 нм связан с отсутствием выраженного насыщения числа фотоотсчетов при приближении к критическому току (отсутствием 100% внутренней квантовой эффективности), что не позволяло аккуратно выполнить нормировку.

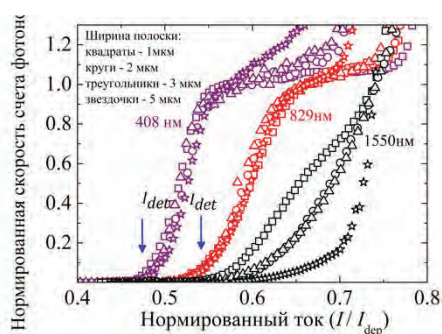


Рис. 1. Нормированные скорости счета фотонов с длинами волн 408 нм, 829 нм и 1550 нм образцами в виде прямых полосок шириной от 1 до 5 мкм как функции от приведенного тока (отношения тока I к току распаривания I_{dep})

На рис. 2 представлены зависимости фотоотсчетов на длине волны 1000 нм от тока образца шириной 1 мкм, измеренные в различных магнитных полях. Видно, что с ростом магнитного поля число отсчетов при малых токах детектора увеличивается, а на больших токах (близких к критическому току) наоборот падает, и хорошо виден «кросс» ток I_{cross} , на котором число фотоотсчетов не зависит от поля. В рамках модели [3] такое поведение объясняется локальным увеличением плотности тока у одного края полоски, и уменьшением у другого. В результате, в случае малых токов (меньше тока детектирования I_{det}) это приводит к увеличению в магнитном поле той доли сечения полоски, где плотность тока выше тока детектирования, а в случае больших токов наоборот приводит к уменьшению доли сечения с током выше тока детектирования. Аналогичные результаты были получены и на других длинах волн [6]. Для полосок шириной 115 нм скорость счета фотонов в магнитном поле качественно отличается от результатов, представленных на рис.2, а именно на этих зависимостях отсутствует

I_{cross} . Подобное поведение может быть объяснено моделью «горячей переемычки» [7], которая предполагает частичное или полное подавление сверхпроводимости по всему сечению полоски. В этом случае магнитное поле понижает ток детектирования I_{det} по всему сечению полоски (также как и критический ток), и как результат наблюдается параллельный сдвиг фотоотсчетов в область более низких токов с увеличением магнитного поля.

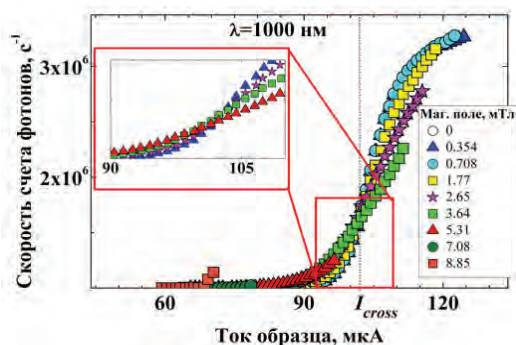


Рис. 2. Скорость счета фотонов, измеренная в магнитном поле для полоски шириной 1 мкм. Отчетливо виден ток I_{cross} , отделяющий области с качественно различными зависимостями количества фотоотсчетов от магнитного поля

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17-72-30036 (экспериментальные измерения), работа М.Ю.М. и О.В.Д. поддержана грантом COST Action CA16218 (NANOCOHYBRI), работа Д.Ю.В. поддержана грантом РФФИ 18-29-20100 (разработка теории), работа Ю.П.К. поддержана проектом РФФИ 18-29-20100 (наноструктурирование сверхпроводниковых пленок MoSi).

Литература

1. G.N.Gol'tsman *et al* Appl. Phys. Lett. 79, 705 (2001).
2. С.М. Natarajan *et al* Supercond. Sci. Technol. 25, 063001 (2012).
3. A.N.Zotova and D.Y.Vodolazov, Phys. Rev. B 85, 024509 (2012).
4. Y.P.Korneeva *et al* Phys. Rev. Appl. 9, 064037 (2018).
5. J.R.Clem and K.K.Berggren, Phys. Rev. B, 84, 174510 (2011).
6. Yu.Korneeva *et al*, arXiv:1910.02491 [cond-mat.supr-con].
7. L. N. Bulaevskii *et al* Phys. Rev. B 85, 014505 (2012).

Структура параметра порядка и рассеяние на примесях в сверхпроводниках на основе железа

М.М. Коршунов^{1,*}, В.А. Шестаков¹, Ю.Н. Тогушова²

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, Красноярск, 660036.

² Сибирский Федеральный Университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041.

*mkor@iph.krasn.ru

Рассматривается роль рассеяния на немагнитных примесях в сверхпроводниках на основе железа – пниктидах и халькогенидах. В двухзонной модели показано, что структура сверхпроводящего параметра порядка может меняться в зависимости от интенсивности рассеяния на примесях Γ и температуры T . Так, имеют место переходы из s_{\pm} состояния в s_{++} состояние и наоборот. Обсуждается температурная зависимость лондоновской глубины проникновения и её изменения при упомянутых переходах.

Введение

Природа высокотемпературной сверхпроводимости представляет собой одну из самых важных загадок физики конденсированного состояния. Беспорядок, а именно, примеси и дефекты, всегда присутствует в твёрдом теле. Примесное рассеяние может приводить к интересным и порой неожиданным эффектам в многозонных сверхпроводниках. Особенно, если последние обладают необычным параметром порядка, то есть параметром порядка с симметрией, отличной от стандартного s -типа. Характерными примерами таких сверхпроводников с высокими значениями критической температуры T_c являются соединения железа – пниктиды и халькогениды. В данной работе обсуждается переход между различными структурами параметра порядка в двухзонной модели соединений железа. Понятие симметрии стоит отличать от понятия структуры параметра порядка. Последнее из них мы используем для обозначения импульсной зависимости щели в данном классе симметрии. Параметры порядка одной и той же симметрии могут иметь различные структуры. Так, s -состояния с полной щелью, для которых характерно отсутствие нулей на поверхности Ферми, отличаются только знаком параметра порядка на дырочных и электронных карманах – он одинаков в s_{++} и различен в s_{\pm} состоянии.

Результаты

Ранее нами было исследовано влияние немагнитных примесей на параметр порядка и критическую температуру. Рассматривалась двухзонная модель со взаимодействием, приводящим к сверхпроводимости с синглетным параметром порядка, изотропным в каждой зоне. Изотропия параметра порядка позволила получить многие результаты аналитически и проанализировать их. Для немагнитных примесей T_c оказывается более устойчиво по отношению к рассеянию на них, чем ожидается из обобщения теории Абрикосова-Горькова. Конкретная форма подавления T_c зависит от соотношения между внутри- и межзонными константами связи. А именно, в зависимости от знака усреднённой константы связи $\langle\lambda\rangle$, связанной с межэлектронным взаимодействием, можно выделить два типа s_{\pm} сверхпроводников. Первый относится к широко обсуждаемому в литературе случаю $\langle\lambda\rangle < 0$, где сверхпроводимость определяется межзонным отталкиванием. В таких сверхпроводниках T_c подавляется при увеличении беспорядка и исчезает при критическом значении интенсивности рассеяния Γ . Второй тип s_{\pm} состояния соответствует $\langle\lambda\rangle > 0$ и характеризуется тем, что при увеличении беспорядка T_c не уходит в ноль, а знаки параметров порядка для двух зон становятся одинаковыми. Последнее означает, что происходит переход из состояния s_{\pm} в s_{++} [1,2]. Оба состояния относятся к представлению A_{1g} тетрагональной группы симметрий, т.е. представляют собой параметр порядка расширенной s -симметрии. Об экспериментальном обнаружении предсказанного перехода недавно сообщила группа из Ames Laboratory [3].

Здесь нами представлены результаты исследования деталей перехода и показано, что такой переход зависит от температуры [4]. Получена фазовая диаграмма в координатах температура-беспорядок и кривая перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ на ней, см. Рисунок 1. В

зависимости от температуры в узкой области интенсивности примесного рассеяния, может наблюдаться каскад переходов $s_{\pm} \rightarrow s_{++} \rightarrow s_{\pm}$. Более того, хотя переход может сопровождаться скачкообразным изменением меньшей из двух щелей, сама критическая температура T_c всегда является гладкой функцией интенсивности рассеяния на примесях [5].

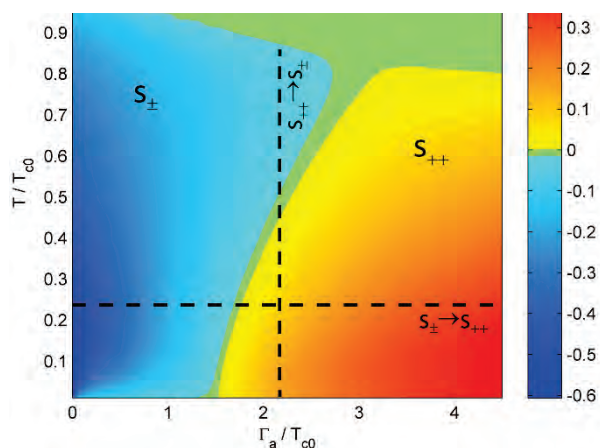


Рис. 1. Зависимость малой сверхпроводящей щели Δ_b от температуры T и интенсивности рассеяния на примесях Γ_a [3]. Большая щель Δ_a всегда положительна. Кривая перехода разделяет области отрицательной (состояние s_{\pm}) и положительной (состояние s_{++}) щели Δ_b . График в единицах критической температуры в чистом случае T_{c0}

Лондоновская глубина проникновения λ_L при низких температурах будет иметь особенность, вызванную переходом [1,2]. Эта особенность связана с бесщелевым сверхпроводящим состоянием. Дело в том, что с увеличением интенсивности рассеяния на примесях малая щель закрывается, приводя к конечному значению остаточной плотности состояний $N(\omega=0)$, а затем снова открывается. $1/\lambda_L^2$ в чистом пределе для s_{\pm} состояния имеет активационную температурную зависимость, определяемую меньшей щелью, затем переходит к зависимости типа T^2 в бесщелевом режиме, а потом показывает новый активационный режим в s_{++} состоянии. Наиболее ярко особенность вблизи перехода проявляется при низких температурах в зависимости обратного квадрата лондоновской глубины проникновения от интенсивности рассеяния на примесях, показанной на Рисунке 2. Излом при минимальной температуре ($T_{\min} \rightarrow 0$) характерен именно для перехода.

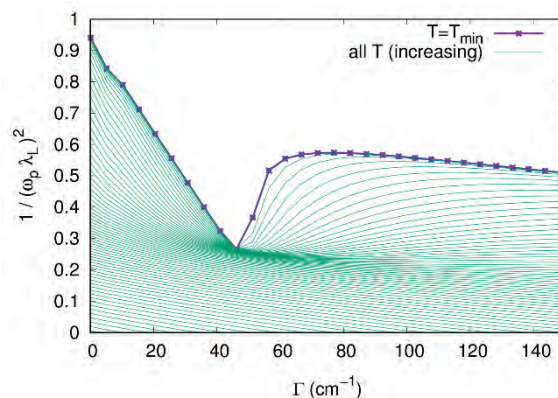


Рис. 2. Зависимость обратного квадрата глубины проникновения от интенсивности рассеяния на примесях при различных температурах T . Результат соответствующим образом нормирован на плазменную частоту ω_p . Температура увеличивается от самой низкой (T_{\min}) до T_c

Заключение

Показано, что переход между различными структурами параметра порядка в двузонной модели пниктидов и халькогенидов железа может происходить как при увеличении интенсивности примесного рассеяния (концентрация примесей, примесный потенциал), так и под действием температуры. Установлено, что переход может проявляться в низкотемпературной зависимости лондоновской глубины проникновения от интенсивности примесного рассеяния

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки в рамках научного проекта №19-42-240007, а также проекта РФФИ №19-32-90109.

Литература

1. D.V. Efremov, M.M. Korshunov, O.V. Dolgov *et al.* // *Physical Review B*, V. 84, 180512(R) (2011).
2. М. М. Коршунов, Ю. Н. Тогушова, О. В. Долгов // *Успехи физических наук*, Т. 186, 1315 (2016).
3. G. Ghigo *et al.* // *Physical Review Letters*, V. 121, 107001 (2018).
4. V.A. Shestakov, M.M. Korshunov, O.V. Dolgov // *Symmetry*, V. 10, 323 (2018).
5. V.A. Shestakov, M.M. Korshunov, Yu.N. Togushova *et al.* // *Superconductors Science and Technology*, V. 31, 034001 (2018).

Селекция мод и управление направленностью активных джозефсоновских антенн

В.В. Курин¹, И.А. Шерешевский^{1,2}, Н.К. Вдовичева¹, М.А. Галин^{1,2,3}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

² Университет науки и технологии «Сириус», Олимпийский пр-т. 1, Сочи, 354340

³ Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

kurin@ipmras.ru

В докладе представляются результаты прямого численного моделирования динамики сверхпроводниковых генераторов, представляющих собой открытые волноведущие системы с большим количеством джозефсоновских контактов. Такие системы, называемые нами активными джозефсоновскими антеннами, являются перспективными для генерирования излучения терагерцового диапазона. В докладе рассматриваются системы с несколькими активными проводниками, изучаются возможные динамические режимы и способы управления направленностью излучения.

Недавно [1] нами была предложена идея построения джозефсоновского генератора терагерцового и субтерагерцового диапазона. Идея базируется на использовании большого числа джозефсоновских контактов, встроенных в открытую линию передачи, несущую бегущую электромагнитную волну. При взаимодействии с бегущей волной все джозефсоновские контакты будут находиться в идентичных электродинамических условиях, поэтому эта система будет масштабируемой, так что интенсивность излучения будет расти с ростом размеров системы и увеличения числа контактов. Кроме того, отток энергии в боковом направлении будет препятствовать насыщению нелинейности индивидуальных контактов, имеющих малый динамический диапазон. На базе таких систем могут быть построены джозефсоновские генераторы с мощностью, достаточной для практических применений. Предложенные конструкции были названы нами активными джозефсоновскими антеннами бегущей волны, по аналогии с антеннами бегущих волн, широко используемых в технике радиосвязи [2]. Антенны с низкотемпературными контактами, могут работать до частот порядка 1 ТГц, а ВТСП антенны – до 10–15 ТГц.

Проблема, однако, заключается в том, что такая активная джозефсоновская антенна является сложной нелинейной системой, и управление режимами её работы, в частности, реализация режима бегущей волны, оказывается нетривиальной задачей. Кроме того, взаимодействие джозефсоновских контактов с электромагнитной волной может осуществляться путем возбуждения либо вынужден-

ных колебаний во внешней электродинамической системе джозефсоновскими осцилляциями, либо их параметрическим взаимодействием, называемым «неджозефсоновской» генерацией. Для исследования динамики таких сложных джозефсоновских антенн была разработана программа численного моделирования, основанная на решении уравнений Максвелла во временной области.

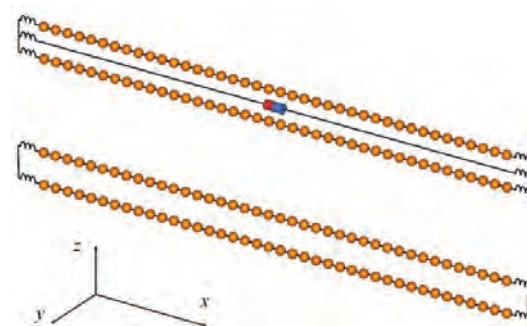


Рис. 1. Активные свободно висящие джозефсоновские антенны с двумя активными проводниками, различающиеся схемой питания по постоянному току. Индуктивности блокируют цепи питания по переменному току и играют важную роль в формировании диаграммы направленности

Управление направленностью излучения

Основное внимание было сосредоточено на изучении свободно висящих проволочных антенн с двумя активными проводниками. Структура собственных мод таких систем особенно проста. Такие системы могут быть реализованы на основе вискерев BiSCCO, обладающих достаточной механической прочностью, либо на основе планарных структур, выращенных на подложке с диэлектрической проницаемостью близкой к единице. Примеры модели-

руемых систем показаны на Рисунке 1. Мы показываем, что направленностью и интенсивностью излучения можно управлять, меняя величину индуктивностей на концах системы.

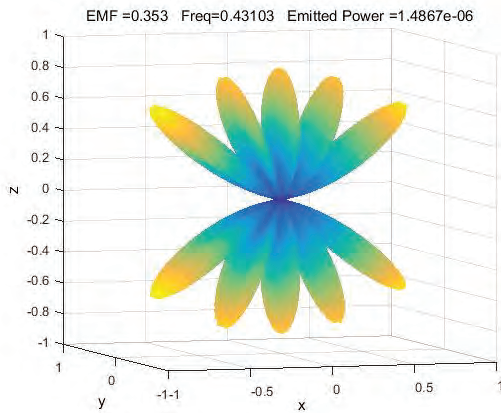


Рис. 2. Диаграмма направленности симметричной, контурной антенны, изображенной на верхней панели Рисунка 1 с краевыми индуктивностями, нарушающими симметрию $x \rightarrow -x$, но сохраняющими $z \rightarrow -z$, для ЭДС смещения, соответствующей максимуму интегральной интенсивности на моде $k = 5$. Диаграмма направленности имеет много лепестков со сравнимыми интенсивностями

Граничные условия существенным образом влияют на структуру собственных мод изучаемой сильно нелинейной системы, что естественно отражается на направленности излучения. Моделирование показывает, что с хорошей точностью переменный ток в системе является монохроматическим. Для анализа модовой структуры измерялось распределение токов в проводах в точках расположения джозефсоновских контактов $I_{n,j}(\omega)$, где n – индекс контакта, а j – индекс провода. Для контроля токов в пассивных проводах на них размещались фиктивные джозефсоновские контакты с критическими токами равными нулю и малыми сопротивлениями. Затем вычислялись пространственные спектры токов и выполнялось разложение по модам многопроводной линии. Например, для двухпроводной линии, показанной на нижнем Рисунке 1, это разложение имеет вид $\mathbf{I}^\pm = C_\pm \Psi_A + D_\pm \Psi_L$, где $\mathbf{I}^\pm = (I_1^\pm, I_2^\pm)^T$ – вектор, состоящий из амплитуд токов в проводах, бегущих вдоль и против оси x , $\Psi_A = (1, 1)^T$ – антенная мода, $\Psi_L = (1, -1)^T$ – мода линии, коэффициенты C^\pm, D^\pm есть амплитуды соответствующих мод, бегущих вдоль и против оси x . На Рисунке 2 показана диаграмма направленности для системы с двумя активными проводами, содержащими по 40 джозефсоновских контактов с краевыми индуктивностями $L_1(l) = L_2(l) = 2 \cdot 10^{-10} \text{ H}$, $L_1(0) = L_2(0) = 10^{-10} \text{ H}$ для ЭДС, соответствующей максимуму излучения на 5-ой продольной моде. Диаграмма имеет

множество лепестков сравнимой интенсивности, и модовый анализ показывает, что амплитуды $C^+ = C^-$, $D^+ = D^-$, так что обе моды представляют стоячие волны. Можно предположить, что многолепестковая диаграмма направленности на Рисунке 2 связана с тем, что волна тока стоячая. В таком случае для улучшения диаграммы направленности и подавления большинства лепестков надо добиться разности коэффициентов C^+, C^- чтобы антенная мода стала бегущей. Для этого мы изменили симметрию системы и выбрали граничные индуктивности в виде $L_1(l) = L_2(0) = 2 \cdot 10^{-10} \text{ H}$, $L_1(0) = L_2(l) = 10^{-10} \text{ H}$, так что система стала симметричной относительно преобразования $x \rightarrow -x, z \rightarrow -z$. Анализ модового состава показывает, что антенная мода стала бегущей с КСВ порядка 3.5, и диаграмма направленности приняла вид, изображенный на Рисунке 3. Осталось два выраженных лепестка, остальные оказались сильно подавленными.

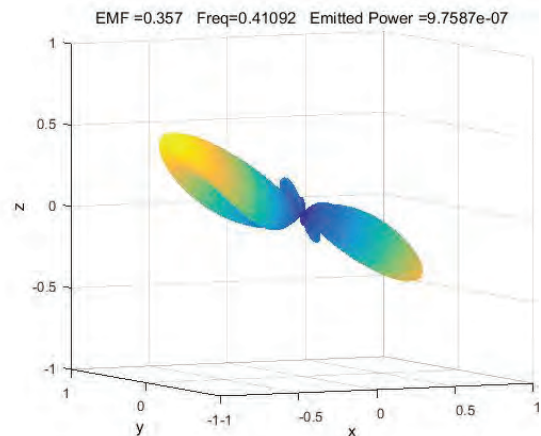


Рис. 3. Диаграмма направленности двухпроводной линии, соответствующей нижнему Рисунку 1 с краевыми индуктивностями. Величины индуктивностей выбраны так, что система симметрична относительно комбинированного преобразования $x \rightarrow -x, z \rightarrow -z$. Диаграмма направленности построена для ЭДС смещения $E_b = 0.353 \text{ В}$, соответствующей максимуму интегрального излучения на моде $k = 5$. Осталось два выраженных лепестка, остальные сильно подавлены. Правда, общая интенсивность излучения уменьшилась по сравнению с Рисунком 2

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 18-02-00912 и грант 19-31-51019.

Литература

1. V. V. Kurin, N. K. Vdovicheva, and I. A. Shereshevskii // Radiophysics and Quantum Electronics, V. 59, No. 11, 922–936 (2017).
2. C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design* (Wiley-Interscience, 2005).

Переворот магнитного момента в φ_0 переходе

А. Мазаник^{1,2,*}, Ю.М. Шукринов^{1,3}, И.Р. Рахмонов^{1,4}

1 ЛТФ, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Российская Федерация.

2 Московский Физико-технический институт, Долгопрудный, 141701, Российская Федерация.

3 Государственный университет Дубна, Дубна, 141980, Российская Федерация.

4 Физико-Технический институт им. С.У. Умарова, АН РТ, Душанбе, 734063, Таджикистан.

*mazanik@theor.jinr.ru

Изучается джозефсоновский φ_0 переход, состоящий из обычных s-волновых сверхпроводящих берегов и магнитной, нецентросимметричной прослойки. В таких переходах нарушены, как и T-четность, так и P-инвариантность, что приводит к появлению сдвига сверхпроводящей фазы, который пропорционален проекции магнитного момента к градиенту асимметричного спин-орбитального потенциала, что приводит к зацеплению динамики сверхпроводящей и магнитной подсистем [1,2]. В данной работе изучается аналитически динамика магнитного момента под действием пульса тока произвольной формы. Сформулированы критерии появления переворота магнитного момента, позволяющие объяснить форму областей параметров, где переворот наблюдался численно [4,6,7]. Предложен способ оптимизировать форму и длительность пульса тока для достижения наиболее быстрого переворота. Наблюдается согласие численных и аналитических результатов в случае большого отношения джозефсоновской энергии к магнитной [7].

Введение

В φ_0 переходе, состоящим из обычных сверхпроводящих берегов и магнитной нецентросимметричной прослойки со спин-орбитальным взаимодействием, нарушены как и T-четность, так и P-инвариантность, что приводит к появлению фазового сдвига φ_0 в ток-фазовом соотношении $I_s = I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$ [1]. Сдвиг фазы пропорционален компоненте магнитного момента прослойки вдоль градиента асимметричного спин-орбитального потенциала, что приводит к зацеплению динамики джозефсоновской и магнитной подсистем [2]. Этим обусловлено ряд уникальных свойств φ_0 перехода [3].

Практический интерес представляет использование такого перехода, как классического бита памяти, в котором логические состояния «0» и «1» ассоциированы с направлением магнитного момента вдоль или против легкой оси магнитной анизотропии, соответственно [4]. В настоящей работе исследуется динамика магнитного момента прослойки под воздействием пульса тока $I_p(t)$ при большом произведении отношения джозефсоновской энергии к магнитной на константу, характеризующую интенсивность спин-орбитального взаимодействия.

Динамика магнитного момента описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) [2-7], которое имеет следующий вид

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma [M \times H_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[M \times \frac{dM}{dt} \right], \quad (1)$$

$$H_{\text{eff}} = \frac{K}{M_0} \left[Gr \sin(\varphi - \varphi_0) y + \frac{M_z}{M_0} z \right], \quad (2)$$

где γ - гиромагнитное отношение, $M = (M_x, M_y, M_z)$ - вектор магнитного момента, M_0 - его модуль, φ - джозефсоновская разность фаз, α - параметр диссипации магнитной системы, G - отношение джозефсоновской энергии к энергии магнитной анизотропии, K - константа магнитной анизотропии типа «легкая ось», r - параметр спин-орбитального взаимодействия, $\varphi_0 = rM_y / M_0$, y, z - координатные орты. Ток предполагается текущим в x - направлении.

Отметим, что уравнение ЛЛГ должно быть дополнено уравнением обобщенной RSJ модели, которое калибровочно-инвариантным образом описывает динамику сверхпроводящей фазы, индуцированной за счет магнитной динамики [5]

$$\frac{I_p(t)}{I_c} = \sin(\varphi - \varphi_0) + w \frac{d}{dt} [\varphi - \varphi_0], \quad (3)$$

где $w = \omega_F / \omega_c$, $\omega_c = 2eI_c R / \hbar$, время нормировано на ферромагнитную частоту ω_F . Напряже-

ние определяется стандартно: $V = d\varphi/dt$. Основные результаты

Уравнение (1) с эффективным магнитным полем (2) решалось аналитически одновременно с уравнением (3) при $Gr \gg 1$, $w \ll 1$ для таких импульсов тока $I_p(t)$, характерное время изменения или длительность которых существенно превышало w , но было достаточно малым, чтобы диссипацией можно было пренебречь во время действия импульса тока.

В такой ситуации для фазовой динамики приближенно работает соотношение $I_p(t) = I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$, так как процессы накачки и затухания разности фаз $\varphi - \varphi_0$, описываемые уравнением (3), происходят быстро по сравнению с характерным временем $I_p(t)$. Этот факт позволяет написать аналитическое решение для уравнения (1), считая $M(t=t_0) = M_0(0,0,1)$ и $m_v \approx 0$ [2]

$$\left\{ \begin{aligned} m_x(t) &= \sin \left[Gr \int_{t_0}^t \frac{I_p(t_1)}{I_c} dt_1 \right] \\ m_z(t) &= \cos \left[Gr \int_{t_0}^t \frac{I_p(t_1)}{I_c} dt_1 \right] \end{aligned} \right. \quad (4)$$

Соответственно, в качестве критерия осуществления переворота магнитного момента импульсом тока получаем условие

$$\cos \left[Gr \int_{t_0}^{t_0 + \tau} \frac{I_p(t_1)}{I_c} dt_1 \right] < 0, \quad (5)$$

где τ - длительность импульса тока. Можно показать, что это решение работает, если диссипация не очень большая

$$\alpha Gr \int_{t_0}^{t_0 + \tau} \frac{I_p(t_1)}{I_c} dt_1 \ll 1. \quad (6)$$

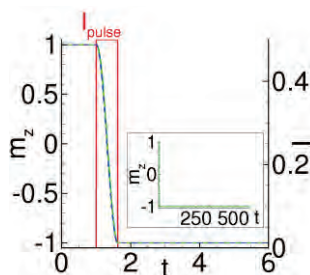


Рис. 1. Численные решения (1) и (3) представлены зеленой линией, в то время как (4) соответствует синей линии, параметры SFS системы - $G = 100$, $r = 0.1$, $\alpha = 0.005$, $w = 0.01$. Высота прямоугольного импульса тока $I_0 = 0.5 I_c$, длительность импульса подобрана из (4) так, чтобы переворот был наискорейшим

Сравнение численного решения уравнений (1) и (3) с аналитическим решением (4) показано на рисунке 1. Из (4) ясно, что длительность импульса тока можно подбирать так, чтобы переворот был наискорейшим, что дает $m_z(t_0 + \tau) \approx -1$.

На рисунке (2) представлено сравнение границ областей реализации переворота, полученных из (4), с численными областями, найденными ранее [4,6,7].

На рисунках 1 и 2 видно, что достигнуто согласие между аналитическими и численными исследованиями для заданных значений параметров.

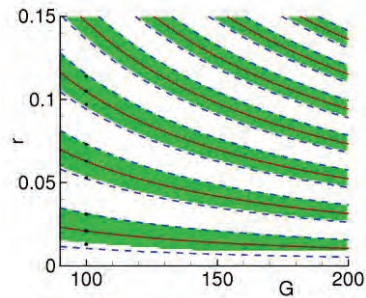


Рис. 2. Сравнение границ областей переворота, полученных аналитически из (4) (синие и красные линии, соответствующие наискорейшему перевороту) и численного решения уравнений (1) и (3) (зеленые области). Параметры системы $\alpha = 0.005$, $w = 0.01$, $I_p(t) = 0.5 I_c(\theta(t - 5) - \theta(t - 6 - 3))$

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов РФФИ 18-02-00318, 18-52-45011-IND. Численные расчеты проведены в рамках проекта РФФИ 18-71-10095.

Литература

1. A. Buzdin // Phys. Rev. Lett., 101, 107005 (2008).
2. F. Konschelle, A. Buzdin // Phys. Rev. Lett., 102 017001 (2009).
3. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and K. Sengupta, Physical Review B 99, 224513 (2019).
4. C. Guarcello, and F. S. Bergeret arXiv:1907.08454 [cond-mat.supr-con] (2019).
5. D. Rabinovich, I. Bobkova, A. Bobkov, and M. Silaev, Physical Review Letters, 123, 207001 (2019).
6. P.Kh. Atanasova, Stefani A. Panayotova, Ilhom R. Rahmonov, Yu.M. Shukrinov, E. V. Zemlyanaya and Maxim Bashashin, Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 11, с.736 –740 (2019).
7. A. A. Mazanik, I. R. Rahmonov, and Yu. M. Shukrinov, arXiv:1910.04419 [cond-mat.supr-con] (2019).

Исследование $\text{SrFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ в приближении двузонной модели

Е.И. Мальцев*, В.А. Власенко, К.С. Перваков, А.В. Садаков

ФИАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119333.

*maltsev.ev.i@protonmail.com

Измерена зависимость $H_{c2}(T)$ в обоих направлениях в полях до 16 Т. Проведена аппроксимация экспериментальных данных $H_{c2}(T)$ в приближении двузонной модели. По результатам анализа данных, полученных в ходе аппроксимации, установлено, что в соединении $\text{SrFe}_{1.87}\text{Ni}_{0.13}\text{As}_2$ доминирует механизм внутризонного спаривания электронов. А зоны представляют собой анизотропную и изотропные зоны с отличающимися подвижностями электронов.

Введение

В 2008 году Й. Камихара обнаружил сверхпроводимость в соединении $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ при температуре 26 К [1]. Сверхпроводниками (СП) на основе железа называют соединения, состоящие из слоев Fe_2An_2 ($\text{An} = \text{As}, \text{P}, \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$), разделенных слоями щелочных, щелочноземельных или редкоземельных элементов.

Одной из самых важных характеристик сверхпроводников II рода является верхнее критическое поле H_{c2} . Так как, проанализировав $H_{c2}(T)$, мы можем получить ценную информацию о фундаментальных свойствах сверхпроводника, таких как длина когерентности, анизотропия сверхпроводящих свойств, некоторую информацию об электронной структуре, размерность сверхпроводимости и информацию о механизме разрушения куперовских пар.

Соединения $\text{SrFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$, принадлежащие семейству 122, на текущий момент малоизучены и обладают значениями T_c порядка 10 К [2-3]. Относительно низкое значение T_c позволяет нам экспериментально измерить зависимость $H_{c2}(T)$ в широком диапазоне температур, что увеличивает точность данных, получаемых из аппроксимации кривой $H_{c2}(T)$ двузонной моделью. С целью уменьшения T_c были синтезированы кристаллы с уровнем допирования меньше оптимального.

Синтез

Все операции по подготовке материалов к синтезу осуществлялись в перчаточном боксе с атмосферой Ar и уровнями кислорода и влажности менее 0.1 ppm. Для синтеза соединения $\text{SrFe}_{1.87}\text{Ni}_{0.13}\text{As}_2$

предварительно был синтезирован прекурсор $\text{Fe}_{1.87}\text{Ni}_{0.13}\text{As}_2$. Sr и прекурсор были загружены в корундовый тигель в соотношении 1:2 и заварили в ниобиевый контейнер в атмосфере аргона. Ниобиевый контейнер отжигался в печи при 1200°C в течение 12 часов для полного расплавления элементов и прохождения реакций, а затем охлаждался со скоростью 1.5°C/ч до 900°C для роста кристаллов. При этой температуре образцы отжигались в течение 60 часов для уменьшения количества дефектов в кристаллах. После чего образцы медленно остывали до комнатной температуры.

Выращенные монокристаллы $\text{SrFe}_{1.87}\text{Ni}_{0.13}\text{As}_2$ имеют форму пластин с гладкой блестящей поверхностью с размерами 1 – 2 мм и толщиной примерно 0.1 мм. Кристаллы не чувствительны к атмосфере и на протяжении нескольких недель оставались на воздухе без каких-либо признаков деградации.

Исследование состава образцов

Синтезированные образцы были исследованы с помощью сканирующего электронного микроскопа Jeol JSM 7001FA. На Рисунке 1 видно, что образец имеет слоистую структуру и большие ровные участки с зеркальной поверхностью.

Методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) был определен действительный уровень допирования выращенных кристаллов. В результате усреднения нескольких измерений EDX, было получено, что концентрация Ni на поверхности образцов соответствует допированию $x = 0.12$. Однако далее образец будет маркироваться в соответствии с концентрацией Ni, который был загружен в тигель.

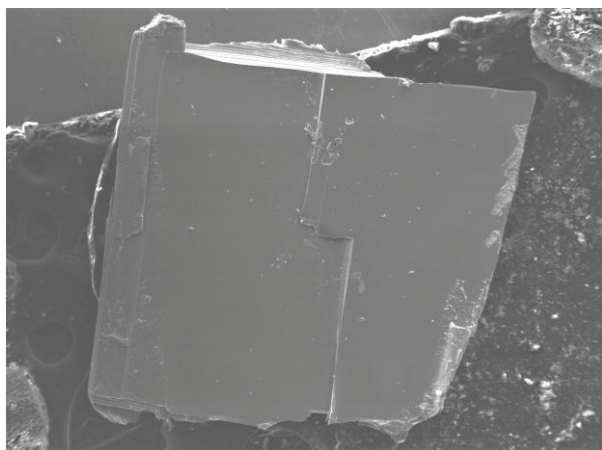


Рис. 1. Электронное изображение кристалла $\text{SrFe}_{1.87}\text{Ni}_{0.13}\text{As}_2$

Верхнее критическое поле

С помощью установки CFMS проведено измерение зависимости $R(T)$ в полях до 16 Т. Значение T_c было определено как температура, при которой линейная аппроксимация перехода пересекает 0 сопротивления.

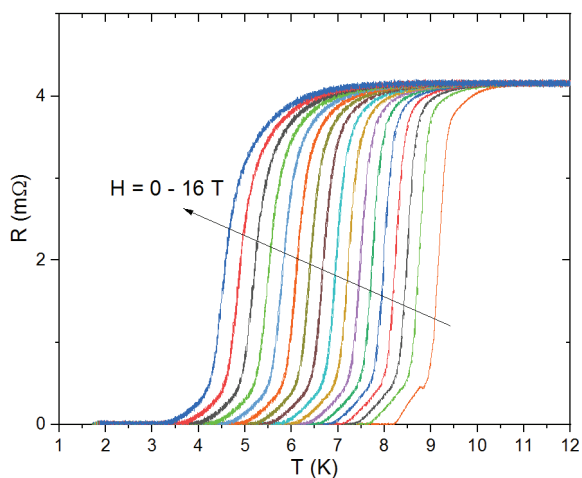


Рис. 2. Зависимость $R(T)$ образца при $H||ab$

Аппроксимировав экспериментальные значения $H_{c2}(T)$ в приближении двузонной модели, были получены данные о коэффициентах λ , показывающих силу внутризонного и межзонного взаимодействия электронов в каждой из зон, коэффициенты диффузии D в зонах в направлениях ab и c , и значения $H_{c2}(0)$.

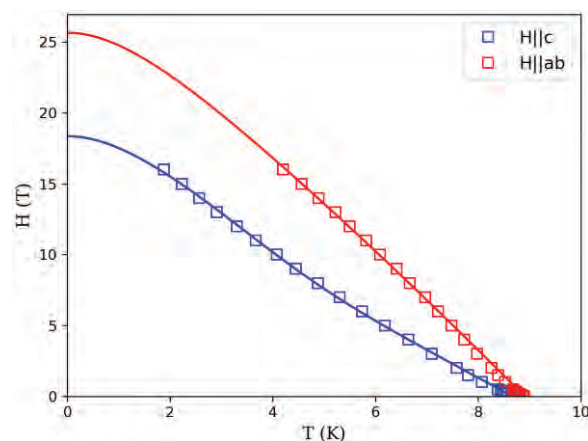


Рис. 3. Зависимость $H_{c2}(T)$ $\text{SrFe}_{1.87}\text{Ni}_{0.13}\text{As}_2$ и кривые, рассчитанные в приближении двузонной модели

Обсуждение

Данные λ , а именно $\lambda_{12}\lambda_{21} \ll \lambda_{11}\lambda_{22}$, указывают на то, что в сверхпроводнике $\text{SrFe}_{1.87}\text{Ni}_{0.13}\text{As}_2$ преобладает внутризонный механизм спаривания электронов, то есть зоны взаимодействуют слабо. По данным коэффициентов диффузии D можно утверждать, что в данном соединении существуют две зоны с разной анизотропией, при чем одна из зон практически изотропна. При температуре вблизи T_c анизотропная зона с большим коэффициентом диффузии доминирует и определяет поведение $H_{c2}(T)$. А в остальном диапазоне температур доминирует изотропная зона с меньшим коэффициентом диффузии, и она же определяет $H_{c2}(0)$.

Исследование проводилось в рамках проекта РФФИ 17-29-10036.

Литература

1. Kamihara Y. et al. Iron-based layered superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x = 0.05 - 0.12$) with $T_c = 26$ K // *Journal of the American Chemical Society*. – 2008. – Т. 130. – №. 11. – С. 3296-3297.
2. Saha S. R. et al. Evolution of bulk superconductivity in SrFe_2As_2 with Ni substitution // *Physical Review B*. – 2009. – Т. 79. – №. 22. – С. 224519.
3. Butch N. P. et al. Effective carrier type and field dependence of the reduced- T_c superconducting state in $\text{SrFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ // *Physical Review B*. – 2010. – Т. 81. – №. 2. – С. 024518.

Исследование влияния дырочного допирования в соединении EuSn_2As_2

Е.И. Мальцев*, К.С. Перваков, В.А. Власенко

ФИАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119333

*maltsev.ev.i@protonmail.com

Методом «self-flux» синтезированы кристаллы EuSn_2As_2 с частичным замещением атомов Eu на Ca. Измерена АС магнитная восприимчивость кристаллов $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Sn}_2\text{As}_2$ ($x = 0.1 - 0.4$). Несмотря на допирование, полученные кристаллы не проявили никаких сверхпроводящих свойств. Однако с увеличением уровня допирования наблюдались изменения пика намагниченности, который, как мы предполагаем, связан с упорядочением магнитных моментов атомов Eu.

Введение

Известно, что слоистое соединение SnAs [1] обладает сверхпроводящими свойствами при температуре ниже 3.7 К, а соединение NaSn_2As_2 [2], состоящее из слоев SnAs, разделенных слоями Na также является сверхпроводником ($T_c = 1.3$ К). В 2017 году было открыто новое слоистое соединение EuSn_2As_2 , являющееся антиферромагнетиком. Расчеты зонной структуры данного соединения показали наличие множества плоских зон под уровнем Ферми, и плотность состояний в этих зонах в несколько раз больше плотности состояний на уровне Ферми. Для смещения уровня Ферми вниз по энергии необходимо изъять электроны из системы, то есть необходимо допировать дырками. Наиболее подходящими кандидатами для допирования, содержащих меньшее количество электронов на внешней оболочке, являются щелочные и щелочно-земельные элементы. Среди них наиболее близкими ионными радиусами обладают Na и Ca, но Ca имеет заполненную 4s оболочку, что больше роднит его с Eu. Поэтому было решено допировать данное соединение дырками, заменив часть атомов Eu на Ca, чтобы сместить уровень Ферми в область высокой плотности состояний.

Синтез

Для получения допированного соединения $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Sn}_2\text{As}_2$, в перчаточном аргоновом боксе были смешаны металлический Eu, гранулы Ca и предварительно синтезированный прекурсор SnAs в стехиометрическом соотношении и загружены в корундовые тигли. После чего тигли были запаяны в кварцевые ампулы с остаточным давлением Ar около 0.1 ат для подавления диссоциации легколетучих элементов. Кварцевые ампулы были помещены в печь и нагреты до температуры 850 °С, вы-

держаны в течение 12 часов, а затем медленно, со скоростью 2°С/ч, были охлаждены до температуры 600°С.

АС магнитные измерения $\chi'(T)$

С помощью установки PPMS-9 была измерена зависимость АС магнитной восприимчивости полученных образцов в зависимости от температуры (Рисунок 1).

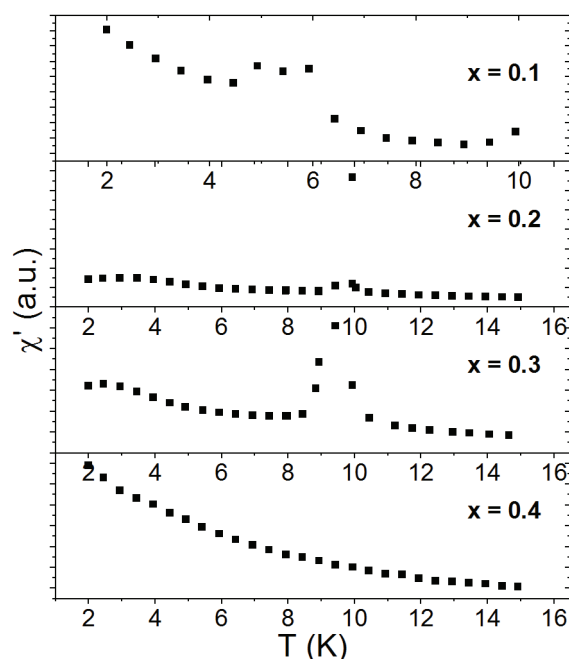


Рис. 1. Графики зависимости $\chi'(T)$ образцов $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Sn}_2\text{As}_2$ ($x = 0.1 - 0.4$)

Обнаружено, что в образце с уровнем допирования $x = 0.1$ при температуре примерно 5.4 К на фоне общего хода кривой возникает ферромагнитный пик малой интенсивности. С увеличением допирования пик становится более интенсивным и сначала смещается в сторону больших температур ($x = 0.2$), а затем смещается к меньшим температурам ($x = 0.3$).

На кривой $\chi'(T)$ образца $x = 0.4$ пик намагниченности пропадает полностью.

На основании данных о положении пика можно предположить вид фазовой диаграммы области допирования с упорядочением Eu. Со стороны малых значений x область имеет пологий наклон, в окрестности $x = 0.2$ имеет максимум и почти ровный участок с малым изменением свойств, а после $x = 0.3$ резко пропадает.

Обсуждение

В данной работе была исследована АС магнитная восприимчивость кристаллов соединения $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Sn}_2\text{As}_2$ в зависимости от состава и температуры. Сверхпроводящий переход в данных соединениях не обнаружен. Однако на кривых $\chi'(T)$ наблюдался пик намагниченности, соответствующий упорядочению магнитных моментов атомов Eu. И его изменения в зависимости от уровня допирования.

Мы считаем, что необходимо дополнить данное исследование, для чего требуется провести измерения магнитной восприимчивости $\chi(T)$ в более ши-

роком интервале допирований и с меньшим шагом по допированию. Так как в следствие отсутствия образцов с промежуточными значениями уровня допирования точный вид фазовой диаграммы не построен. А также провести на образцах измерения с помощью ARPES, чтобы проследить за положением уровня Ферми в образцах. Данные ARPES помогут лучше определить необходимый уровень замещения атомов Eu на Ca, при котором уровень Ферми сместится в область плоских зон с большой плотностью состояний.

Исследование проводилось в рамках проекта РФФИ 17-29-10036.

Литература

1. Wang Y. et al. SnAs with the NaCl-type structure: type-I superconductivity and single valence state of Sn //Chemistry of Materials. – 2014. – Т. 26. – №. 24. – С. 7209-7213.
2. Goto Y. et al. SnAs-based layered superconductor NaSn_2As_2 //Journal of the Physical Society of Japan. – 2017. – Т. 86. – №. 12. – С. 123701.

Джозефсоновский контакт на основе гибридной SN структуры с эффектом близости

П.М. Марычев*, Д.Ю. Водолазов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*marychevpm@ipmras.ru

Рассчитано ток-фазовое соотношение для джозефсоновских контактов типа SN-S-SN, сформированных из бислоев сверхпроводник-нормальный металл (SN). Показано, что в случае, когда проводимость N-слоя много больше проводимости S-слоя в нормальном состоянии и толщина S-слоя меньше или порядка длины когерентности сверхпроводника, ток-фазовое соотношение в таких мостиках становится безгистерезисным, принимая при определённых температурах вид, близкий к синусоидальному. Произведение $I_c R_n$ в таких SN-S-SN контактах может быть порядка $\Delta(T=0)/e$ (I_c - критический ток контакта, R_n - нормальное сопротивление, Δ - щель в сверхпроводнике). Слой низкоомного нормального металла позволяет обеспечить хороший теплоотвод и безгистерезисную вольт-амперную характеристику контакта.

Введение

Для джозефсоновских контактов типа SNS и SS'S (N – нормальный металл, S' – геометрическое сужение или сверхпроводник с меньшим критическим током) важными задачами являются получение близкого к синусоидальному ток-фазового соотношения и устранение теплового гистерезиса вольт-амперной характеристики (ВАХ) при сохранении большой величины произведения $I_c R_n$ (I_c - критический ток контакта, R_n - нормальное сопротивление). Если заменить сверхпроводник на SN-бислоем, то слой низкоомного нормального металла послужит хорошим теплоотводом, позволяющим уменьшить влияние разогрева, и может привести к значениям произведения $I_c R_n \sim 1$ мВ в силу больших значений критического тока (благодаря усилению транспортных свойств SN бислоя относительно одиночной S плёнки из-за эффекта близости [1]). В работе [2] было экспериментально продемонстрировано существование эффекта Джозефсона в мостиках типа SN-S-SN, в которых слабая связь образована областью со снятым слоем нормального металла. В данной работе теоретически изучено влияние параметров SN-S-SN перехода на его ток-фазовое соотношение, а также оценено повышение температуры мостика в результате джоулева нагрева.

Результаты

Рассматриваемая модельная система представляет собой бислой длиной L из плёнки сверхпроводника толщиной d_S и плёнки нормального металла толщиной d_N , в центре которого в области длиной a

удалён слой нормального металла и частично слой сверхпроводника, оставляя сужение толщиной d_c (Рис. 1). Чтобы найти ток-фазовое соотношение для этой системы при любых температурах ниже критической, мы использовали двумерные уравнения Узаледа. Поскольку нам требуется значительная наведённая сверхпроводимость в N-слое, то предполагалось отсутствие барьера между слоями.

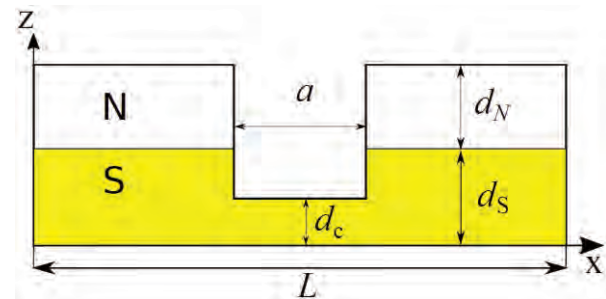


Рис. 1. Сверхпроводящий мостик с толщиной d_c и длиной a , соединяющий берега из SN-бислоя. Предполагается большое отношение удельных сопротивлений $\rho_S/\rho_N \gg 1$

На Рис. 2 представлены зависимости $I(\varphi)$ для различных толщин S-плёнки d_S . Видно, что при уменьшении d_S ток-фазовое соотношение переходит от многозначного к близкому к синусоидальному виду. Отличия в ток-фазовых соотношениях могут быть объяснены аналогично различию ток-фазовых соотношений мостиков Дайема и мостиков переменной толщины, рассмотренному в работе [3]. При больших толщинах d_S вклад в полный сверхток от тока, текущего в S-слое, сравнительно велик, что означает меньшую концентрацию тока в области сужения, чем в случае малых d_S . Поэтому большим токам (близким к критическому) в этом

случае соответствует большой набег фазы в берегах, и система, как и мостик Дайема, ведёт себя аналогично длинному сверхпроводящему мостику, демонстрируя многозначное ток-фазовое соотношение. При малых d_S большая часть сверхтока переносится N-слоем, что приводит к значительной концентрации тока в области сужения, и поэтому в берегах даже при токах, близких к критическому, остаётся малой величина сверхскорости и, соответственно, набег фазы. Как и в случае мостика переменной толщины, фаза меняется в основном в области сужения, что приводит к однозначному ток-фазовому соотношению.

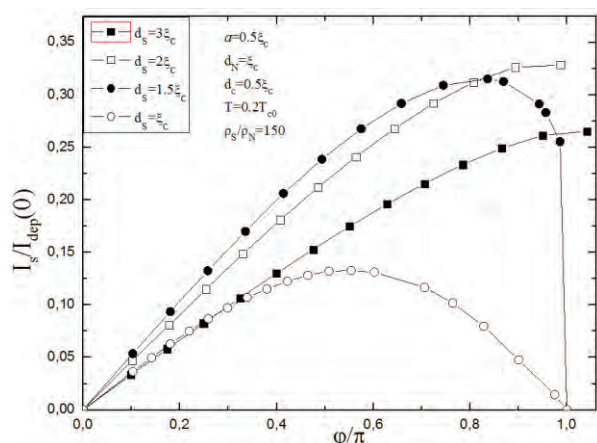


Рис. 2. Ток-фазовое соотношение для SN-S-SN переходов при различных значениях толщины S-слоя d_S . Ток нормирован на ток распаривания I_{dep} изолированного S-слоя толщиной d_S при $T = 0$. Параметры перехода представлены на рисунке

Также было рассмотрено влияние других параметров системы. С ростом температуры ток-фазовое соотношение, аналогично обычным мостикам переменной толщины, стремится к синусоидальному виду. Это связано с изменением отношения длины слабой связи к зависящей от температуры длине когерентности $\xi(T)$. Такое же влияние оказывает увеличение толщины d_N . Увеличение же длины слабой связи a приводит к сдвигу области существования однозначного ток-фазового соотношения в область температур, близких к критической температуре T_c . Уменьшение отношения сопротивлений ρ_S/ρ_N от 150 до 50 слабо изменило ток-фазовые соотношения структуры.

Оценка разогрева мостика была сделана на основе квазиодномерного стационарного уравнения теплопроводности. Нами было получено выражение для электронной температуры T_{max} в центре сужения. Используя полученное выражение и результа-

ты численных расчётов, была оценена T_{max} для SN-S-SN мостика, в котором S-слой состоит из NbN, а N-слой из Cu. Используя толщины $d_S = 8.15$ нм и $d_c = 3.25$ нм, для толщин $d_N \geq 13$ нм было обнаружено отсутствие гистерезиса ВАХ при температуре 2.2 К. Получено, что с увеличением толщины N-слоя, поскольку увеличивается область рассеивания тепла, область температур, где $T_{max} < T_c$, также расширяется. Это означает расширение температурной области существования безгистерезисной ВАХ, и при достаточно толстом N-слое такую ВАХ можно получить и при $T \ll T_c$. Однако в этом случае окажется малым критический ток перехода.

Критический ток SN-S-SN мостиков достигает весьма больших значений и оказывается сравнимым с током распаривания изолированной S-плёнки той же толщины. Так как материал мостика представляет собой сверхпроводник с большим удельным сопротивлением, то, соответственно, от системы можно ожидать больших значений $I_c R_n$. В рассмотренной области параметров, в которой отсутствует гистерезис ВАХ, при температуре $T = 2.2$ К можно получить значения $I_c R_n$ в диапазоне 0.2 – 0.4 мВ, являющимися для SNS и SS'S контактов довольно высокими. В области гистерезисной ВАХ значения $I_c R_n$ оказываются ещё выше, вплоть до $I_c R_n \sim 1$ мВ.

Таким образом, SN-S-SN могут оказаться перспективными для применения в программируемых стандартах напряжения, где большое значение V_c позволит уменьшить число используемых переходов. Возможность получения безгистерезисной ВАХ с большим $I_c R_n$ при низких температурах позволяет использовать эти структуры для различных низкотемпературных приложений.

Работа поддержана проектами Российского научного фонда № 20-42-04415 (П.М.) и Фонда развития теоретической физики «Базис» № 18-1-2-64-2 (Д.В).

Литература

1. D.Yu. Vodolazov, A.Yu. Aladyshkin, E.E. Pestov et al. // Supercond. Sci. Technol. V. 31, 115004 (2018).
2. М.Ю. Левичев, А.И. Елькина, Н.Н. Бухаров и др. // ФТТ. Т. 61, в.9, с. 1594 (2019).
3. R. Vijay, J. Sau, M. Cohen and I. Siddiqi // Physical Review Letters V. 103, 087003 (2009).

О возможности изготовления YBCO мостиков с совершенной поверхностью, критической температурой $T_c > 88$ К и плотностью критического тока $J_c > 3 \times 10^6$ А/см²

Д.В. Мастеров¹, С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин^{1,*}, Е.В. Скороходов¹

¹ ИФМ РАН, ФИЦ ИПФ РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

*parafin@ipmras.ru

Задача изготовления YBCO пленок с высокими электрофизическими параметрами и, в то же время, обладающих совершенной (very smooth) поверхностью до сих пор не решена в полной мере. В настоящей работе показано, что методом задающей маски могут быть получены YBCO мостики шириной до четырех мкм с совершенной морфологией поверхности, с плотностью критического тока $J_c \geq 3 \times 10^6$ А/см² при температуре $T = 77$ К и критической температурой $T_c \geq 88$ К. Причем совершенная морфология поверхности мостиков, значения плотности критического тока и критической температуры сохраняются и после повторного (дополнительного) осаждения слоя YBCO на исходную структуру.

Независимо от метода получения, пленки $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-d}$ с высокими электрофизическими характеристиками содержат большое количество случайно расположенных частиц вторичных фаз различного состава и размера. В частности, преципитаты CuO_x могут достигать микронных размеров. Включения Y_2O_3 имеют нанометровые размеры и служат эффективными центрами пиннинга, т.е. повышают плотность критического тока. Очевидно, что крупные дефекты ограничивают возможности формирования структур с малыми (мкм и субмкм) размерами. При изготовлении YBCO структур традиционными методами, как правило, достигается некоторый компромисс, а именно, используются пленки с приемлемой морфологией, но с пониженными электрофизическими параметрами [1].

При разработке метода задающей маски (ЗМ) мы обнаружили, что вблизи границы сверхпроводящей и изолирующей областей может формироваться свободная от преципитатов область YBCO пленки, и мостики шириной до 4 мкм могут быть бездефектными. Было установлено также, что фиксирование основных параметров ростового процесса: температуры подложки, давления и состава газовой смеси, скорости осаждения, с высокой вероятностью фиксирует плотность критического тока и критическую температуру получаемых структур, однако фиксации указанных ростовых параметров оказывается не достаточно для устойчивой реализации совершенной морфологии поверхности YBCO структур.

Формирование и характеристики структур

В работе использовались монокристаллические подложки фанита с эпитаксиальным подслоем оксида церия толщиной 50 нм.

Последовательность формирования структур методом ЗМ следующая [2]:

- на подложке формируется маска из фоторезиста, после чего при комнатной температуре на неё осаждается слой аморфного оксида церия ($coldCeO_2$);
- фоторезист вместе с напыленной на него пленкой $coldCeO_2$ удаляется с подложки в ацетоне в ультразвуковой ванне. Таким образом, на подложке образуется ЗМ из аморфной пленки оксида церия, в которой вскрыты окна для последующего формирования в них сверхпроводящих элементов;
- в завершении на подложку методом магнетронного напыления [3] осаждается YBCO при температуре эпитаксиального роста. В результате в окнах маски формируются сверхпроводящие элементы заданного рисунка, а между ними – разделительные изолирующие области.

На подложку А со сформированной ЗМ в течение 60 мин при давлении смеси $Ag(50\%)/O_2$ $P = 70$ Па и температуре $T = 840$ °С осаждалась пленка YBCO. Толщина пленки составила 110 нм, плотность критического тока $J_c = 4 \times 10^6$ А/см² при температуре $T = 77$ К, критическая температура $T_c = 88,5$ К. Морфология поверхности структуры показана на Рис.1.

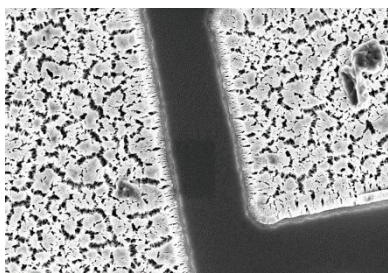


Рис. 1. Мостик шириной 4 мкм, подложка **A**

В тех же условиях, но при температуре $T = 810\text{ }^{\circ}\text{C}$ пленка YBCO осаждалась на подложку **B**. Толщина этой пленки составила 100 нм, $J_c = 5 \times 10^6\text{ A/cm}^2$, $T_c = 88,2\text{ K}$. Морфология поверхности показана на Рис.2.

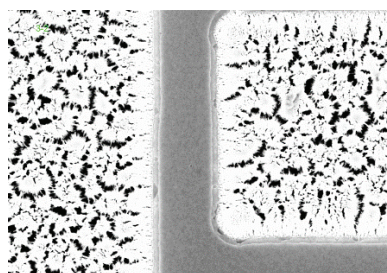


Рис. 2. Мостик шириной 4 мкм, подложка **B**

Как видно из приведенных данных, в обоих случаях мостики имеют совершенную морфологию поверхности (very smooth), высокие значения плотности критического тока и критической температуры.

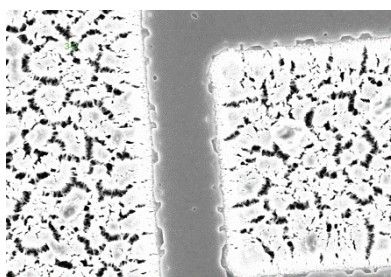


Рис. 3. Мостик шириной 4 мкм на подложке **B** после осаждения второго слоя YBCO

На подложку **B** был напылен второй слой YBCO в режиме, повторяющем режим роста на подложке **A**, т. е. при температуре на 30 градусов выше, чем при осаждении первого слоя. Итоговая толщина пленки YBCO на подложке **B** составила 200 нм, $J_c = 5,6 \times 10^6\text{ A/cm}^2$, $T_c = 88,7\text{ K}$, а морфология поверхности практически не изменилась (см. Рис.3.).

На Рис.4. показано фото мостика на подложке **C**. Время осаждения YBCO составляло здесь 150 мин, остальные параметры роста совпадали с режимом осаждения на подложку **A**. Толщина пленки составила 250 нм, $J_c = 5,1 \times 10^6\text{ A/cm}^2$, $T_c = 89,1\text{ K}$.

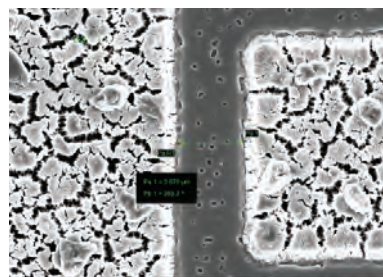


Рис. 4. Мостик шириной 4 мкм, подложка **C**

Т.е. значения плотности критического тока и температуры перехода структур на подложке **C** практически совпадают с параметрами структур на подложках **A** и **B**, и в то же время морфология поверхности отличается радикально – мостик содержит значительное количество дефектов структуры размером до 0,5 мкм.

Выводы

1. Осаждение YBCO в локальные области (ЗМ) позволяет формировать сверхпроводящие элементы с совершенной морфологией поверхности и высокими значениями плотности критического тока и критической температуры.
2. Фиксация основных ростовых параметров с высокой вероятностью определяет величины плотности критического тока и критической температуры получаемых структур, но не обеспечивает устойчивую реализацию совершенной морфологии поверхности YBCO структур. Данный вопрос требует дополнительного изучения.
3. Сохранение совершенной морфологии поверхности и высоких электрофизических характеристик при осаждении на структуру второго слоя YBCO (подложка **B**) свидетельствует о существенном влиянии состояния поверхности подложки на процесс формирования частиц вторичных фаз.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-08-01006 А.

Литература

1. <http://www.ceraco.de/hts-films>.
2. Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин и др. // Патент РФ на полезную модель №188983.
3. Ю.Н. Дроздов, Д.В. Мастеров, С.А. Павлов и др. // ЖТФ, т. 85, вып. 11, с. 109, (2015).

Микромостик из гафния в планарном СВЧ резонаторе для измерения электронного разогрева аттоваттного уровня

А.В. Меренков^{1,*}, В.И. Чичков¹, А.Б. Ермаков², А.В. Устинов^{1,3}, С.В. Шитов^{1,2}

1 Национальный исследовательский технологический университет МИСиС (НИТУ МИСиС), Ленинский проспект, 4, Москва, 119049

2 Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН (ИРЭ РАН), Моховая 11-7, Москва, 125009

3 Physikalisches Institut, Karlsruhe Institute of Technology (PI KIT), 76131 Karlsruhe, Germany

*merenkov.alexey92@gmail.com

Разработан новый метод электронной термометрии с использованием микроволнового импеданса сверхпроводящей пленки. Сенсор представляет собой микромостик, изготовленный из пленки гафния толщиной 50 нм ($T_c \approx 375$ мК, $R_n \approx 30$ Ом) с размерами 2,5 мкм на 2,5 мкм, который интегрированный в четвертьволновой микрорезонатор на основе копланарной линии (добротность $\sim 10\,000$), вблизи его разомкнутого конца. Сравнивая изменения импеданса за счет эффекта разогрева СВЧ током при постоянной физической температуре с изменением импеданса за счет изменения физической температуры при постоянном воздействии в сравнительно широком диапазоне температур 50-350 мК, было обнаружено, что мощность, поглощаемая мостиком, соответствует модели горячего электронного газа $P \sim T_e^n - T_{ph}^n$ ($n = 5 \dots 6$). Это означает высокую теплоизоляцию и, для случая неравновесного болометрического детектора с токовым разогревом, дает собственную чувствительность, МЭШ, около 10^{18} Вт/√Гц. Для детектора с таким поглотителем был рассмотрен вопрос стабильности и предсказана возможность усиления при оптимальной рабочей температуре около 200 мК. Поскольку оптимальный режим считывания связан с пиком резонансной кривой, новый сенсор нечувствителен к большинству фазовых нестабильностей на частоте зондирования и пригоден для создания детекторных матриц терагерцового диапазона с частотной селекцией пикселей.

Введение

Высокотехнологичные тепловые детекторы электромагнитного излучения, болометры, уже более 100 лет строятся по исторически первой (классической) схеме, представляющей собой подвешенный поглотитель (мембрану), нагреваемый сфокусированной лучевой энергией, а термометр интегрирован с таким поглотителем. Ясно, что поглотитель должен иметь малую массу, чувствительный термометр - еще меньше, а температура всей системы должна быть как можно ниже, чтобы снизить тепловой шум. Особый класс проблем представляют эксплуатационные трудности: промышленные помехи от сотовой связи и силовых электромашин, а также механические вибрации.

Эффект электронного газа проявляется во многих электропроводящих материалах при низких температурах в виде относительно быстрой релаксации возбуждений внутри ансамбля свободных электронов и медленной релаксации электронной температуры к температуре решетки, что можно описать в терминах теплоизолированного поглотителя исключительно малой массы, быстрого действия и чувствительность которого ограничена числом частиц и физической температурой [1]. В отличие от мембраны, такой поглотитель не откликается на механические вибрации. Для реали-

зации уникальных свойств электронного газа нами предложен метод определения его температуры в пленке сверхпроводника, которая находится при физической температуре вблизи, но ниже, температуры сверхпроводящего перехода, используя технологию RFTEs (Radio Frequency Transition Edge Sensor) [2, 3].

Экспериментальные результаты

Используя подходы RFTEs, мы разработали высокочувствительный сверхпроводящий резонатор ($Q \sim 10^4$) из ниобия ($T_{cNb} \approx 8$ К) на частоту 1,5 ГГц, в который интегрировали пленочный микромостик из гафния ($T_{cHf} \approx 0,4$ К). Резонатор слабо связан с проходной линией возбуждения, в результате чего образуется резонансный провал в спектре передачи. Приложенная мощность СВЧ плавно меняет коэффициент передачи $|S_{21}|$ (импеданс мостика и добротность всей системы) на резонансной частоте, которая слабо зависит от уровня накачки. Анализ теплового баланса показал, что добротность резонатора меняется из-за разогрева электронов в гафнии вследствие увеличения их числа и соответствующего роста активной части импеданса. Наличие активной части импеданса в сверхпроводнике ниже T_c не является чем-то уникальным и описывается теорией Маттиса-Бардина [4]. Резонатор с мостиком мо-

гут работать аналогично затвору в передающей линии, и возможно усиление (рис. 1). Чувствительность такого термометра в болометрическом режиме, NEP, может составлять менее 1 атто-Ватта (10^{-18} Вт)/√Гц при температуре криостата около 200 мК, а резонатор надежно защищает мостик от посторонних шумов и электрошоков. Основываясь на проведенных экспериментах, мы разработали ряд детекторов, которые представлены на рис. 2. Новая технология получила в свое название суффикс, наиболее полно отражающий физику системы: RFTES/MEGA (Microwave Electron Gas Absorption/Absorber).

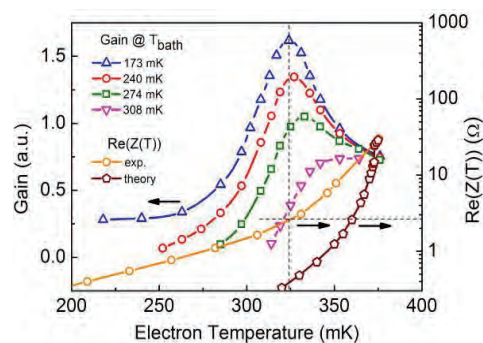
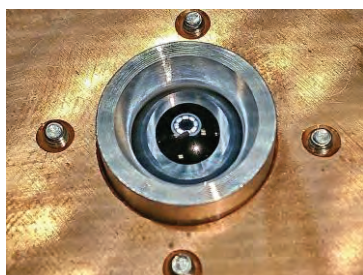
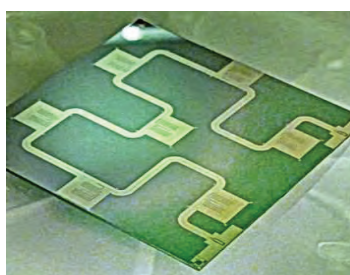


Рис. 1. Активный импеданс $Re(Z(T))$ на частоте 1,5 ГГц и преобразование мощности мостиком из гафния при разных температурах рефрижератора



а



б



в

Рис. 2. Однопиксельный квазиоптический детектор (а); чип матрицы из 7-ми детекторов (б); детектор с матрицей (в)

Заключение

Впервые показано, что импеданс электронного газа меняется под воздействием слабого сигнала на частоте около 1,5 ГГц, в сверхпроводнике, находящемся при температуре ниже T_c . Таким образом, продемонстрированы новые методы электронного разогрева и электронной термометрии, пригодные для создания матричного болометра с частотной селекцией пикселей. Чувствительность, МЭШ, определяется объемом поглотителя и температурой, и при значении $\approx 10^{-17}$ Вт/√Гц болометр подходит для исследований в стратосфере, имея мощность насыщения ~ 1 пВт. Уменьшая объем мостика, можно достичь МЭШ ниже $\approx 10^{-18}$ Вт/√Гц, что подходит для работы в космосе при умеренных температурах охлаждения 200–300 мК. Низкочастотный предел MEGA находится ниже частоты считывания, 1,5 ГГц в нашем случае. Высокочастотный предел определяется потерями в пленочной структуре и находится, предположительно, в ближнем ИК. При прямом освещении мостика этот предел определяется фокусирующей оптикой. Новая технология сочетает в себе преимущества низкого NEP, достаточной мощности насыщения и

простоты использования (помехозащищенности), что делает ее вполне конкурентоспособной среди современных устройств этого класса. Среди перспектив практического использования можно указать российский проект космической радиоастрономии "Миллиметр".

Авторы выражают свою благодарность В. Ф. Вдовину, поддержке РФФ (грант №17-19-01786) и Программе повышения конкурентоспособности НИТУ МИСиС (грант № K2-2018-015).

Литература

1. Karasik B. S. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 17, p. 293-297, 2007.
2. Shitov S. V. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol. 25, No. 3, 2014.
3. Merenkov A. V. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 28, No.7, 2018.
4. D. C. Mattis, J. Bardeen, // Phys. Rev. vol. 111, pp. 412–417, 1958.

Вклад квантовых дефектов в высокотемпературную сверхпроводимость металлогидридов

А.И. Морозов*

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

*mor-alexandr@yandex.ru

Высокое давление в сотни гигапаскалей, необходимое для получения высокотемпературных сверхпроводящих фаз ряда гидридов, вызывает сжатие кристаллической решетки, что, в свою очередь, ведет к экспоненциальному росту вероятности туннелирования атома водорода между эквивалентными междоузлиями. При низких температурах вакансии в заполненной при стехиометрии подрешетке водорода и атомы водорода в полностью свободной при стехиометрии подрешетке междоузлий являются квантовыми дефектами - дефектонами. Получена оценка вклада дефектонов в сверхпроводимость гидридов и показано, что он может быть существенным как в случае свободных дефектонов, так и в случае дефектонов, кластеризовавшихся с образованием двухуровневых систем.

Введение

После экспериментального обнаружения при давлении 155 GPa высокотемпературной сверхпроводимости в соединении H_3S с критической температурой T_c , превосходящей 200 K [1], интерес к исследованию сверхпроводимости гидридов достиг рекордных высот. Позднее была получена сверхпроводимость с $T_c=260$ K в соединении LaH_{10} при давлении 180 – 200 GPa [2].

Изотопы водорода в матрице металла являются практически единственными (за исключением гелия) атомами, квантовое туннелирование которых между эквивалентными междоузлиями экспериментально наблюдаемо. Такие квантовые дефекты в дальнейшем будем называть дефектонами.

Основополагающие проблемы квантовой диффузии были изучены в пионерской работе [3]. Авторы указали на тот факт, что квантовый дефект в идеальном кристалле в области низких температур делокализован и описывается блоховской волновой функцией. Подробное рассмотрение дефектонов в металлах и их вклада в сверхпроводимость впервые было проведено в работе [4].

Дефектоны в гидриде металла

Рассмотрим гидрид металла MeH_x , близкий к стехиометрическому составу.

При стехиометрическом составе и нулевой температуре квантовые дефекты отсутствуют, однако с ростом температуры возникают френкелевские пары квантовых дефектов: вакансии в подрешетке

водорода, которая в основном состоянии была полностью заполненной, и атом водорода в подрешетке междоузлий, которая в основном состоянии не содержала атомов. Если концентрация водорода больше (меньше), чем стехиометрическая, то дефектоны – атомы водорода (вакансии) в указанных подрешетках существуют уже при нулевой температуре. Мы рассмотрим именно этот случай, считая концентрацию дефектонов независимой от температуры.

Поскольку высокое давление, необходимое для получения высокотемпературных сверхпроводящих фаз, уменьшает межузельное расстояние, от которого туннельный матричный элемент t дефектона зависит экспоненциально, то в области высоких давлений можно ожидать высоких значений t . Простой расчет с использованием волновых функций основного колебательного уровня дает следующую зависимость величины t от расстояния d между положениями равновесия водорода в соседних междоузлиях:

$$t(d) \approx Ry \exp\left(-\frac{m\omega d^2}{4\hbar}\right), \quad (1)$$

где Ry — ридберговская энергия 13.6 eV, m — масса атома водорода, а ω — характерная частота оптических или локальных колебаний этого атома. Используя для ω величину $\hbar\omega = 160$ meV, выбранную на основе фононных спектров, рассчитанных в работе [5], получаем значения t , приведенные в таблице 1.

Таблица 1. Зависимость туннельного матричного элемента от междоузельного расстояния.

$d, \text{Å}$	t, K
0.87	100
1.00	10
1.11	1

Проведенное для целого ряда высокотемпературных сверхпроводящих гидридов численное моделирование показывает, что во многих сверхпроводящих фазах величина $d \lesssim 1 \text{ Å}$, например, 0.841 Å в SnH_4 [6].

В нормальном металле основной вклад в затухание дефектонов вносит их рассеяние на электронах [4], а фононный вклад в затухание, рассмотренный в работе [3], становится существенным только в сверхпроводящей фазе при $T \ll T_c$.

Кластеризация квантовых дефектов

Описание дефектонов осложняется тем фактом, что подвижные дефекты в металле кластеризуются с понижением температуры [7]. Кластеризация обусловлена тем, что дальнедействующая часть взаимодействия между точечными дефектами в металле является знакопеременной. Она складывается из упругого взаимодействия и взаимодействия через фриделевские осцилляции электронной плотности. В силу знакопеременности этого взаимодействия имеется целый набор связанных состояний двух дефектонов или дефектона и тяжелой «замороженной» примеси. Поэтому все подвижные точечные дефекты в металле (и нейтральные примеси в диэлектрике) кластеризуются с понижением температуры [7].

В кристалле, в котором концентрация тяжелых «замороженных» примесей сравнима с концентрацией дефектонов, возникают кластеры из легкой и тяжелой примеси. В ряде случаев атом водорода занимает одно из двух эквивалентных с точки зрения энергии связи с тяжелой примесью положений равновесия в двух соседних междоузлиях. Вследствие его туннелирования между ними возникает двухуровневая система (ДУС). Примером возникновения ДУС является захват водорода тяжелыми примесями кислорода, азота или углерода в ниобии [8].

Вклад дефектонов в сверхпроводимость

Как свободные дефектоны, так и ДУС вносят вклад в куперовское спаривание электронов, который может стать определяющим при больших ширинах дефектонной зоны (больших значениях туннельного матричного элемента ДУС). Вклад дефектонов в сверхпроводимость обусловлен неупругим рассеянием электронов на дефектонах. Его последовательное рассмотрение было проведено в работе [9].

Если предполагать, что основной вклад в сверхпроводимость дает электрон-дефектонное взаимодействие, то для максимального значения температуры сверхпроводящего перехода справедлива оценка $T_c \approx \epsilon$, где ширина дефектонной зоны ϵ в $2z$ раз превосходит туннельный матричный элемент (z - число ближайших эквивалентных междоузлий). Если же основной вклад в сверхпроводимость вносит взаимодействие с ДУС, то максимальное значение T_c порядка t .

Все вышеизложенное делает актуальным рассмотрение вклада дефектонного механизма сверхпроводимости в фазах высокого давления исследуемых сверхпроводящих гидридов.

Литература

1. A.P. Drozdov, M.I. Erements, I.A. Troyan *et al.* // *Nature*, V 525, 73 (2015).
2. M. Somayazulu, M. Ahart, A.K. Mishra *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, V. 122, 027001 (2019).
3. А.Ф. Андреев, И.М. Лифшиц. // *ЖЭТФ*, Т. 56, 2057 (1969).
4. А.И. Морозов. // *ЖЭТФ*, Т. 77, 1471 (1979).
5. К.С. Гришаков, Н.Н. Дегтяренко, Е.А. Мазур. // *ЖЭТФ*, Т. 155, 116 (2019).
6. K. Tanaka, J.S. Tse, H. Liu. // *Phys. Rev. B*, V. 96, 100502(R) (2017).
7. А.И. Морозов, А.С. Сигов. // *ЖЭТФ*, Т. 95, 170 (1989).
8. K. Neumaier, D. Steinbinder, H. Wipf, H. Blank, G. Kearley. // *Z. Phys. B*, V. 76, 359 (1989).
9. А.И. Морозов, А.С. Сигов. // *ЖЭТФ*, Т. 101, 919 (1992).

Природа псевдощелевой фазы ВТСП купратов

А.С. Москвин^{1*}, Ю.Д. Панов¹

¹ Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620083

*alexander.moskvin@urfu.ru

Псевдощелевая фаза ВТСП купратов связывается с формированием системы квантовых электронно-дырочных димеров типа спиновой жидкости. В рамках приближения молекулярного поля (MFA) для спин-псевдоспиновой модели купрата найдены основные MFA-фазы. Как и для типичного $s=1/2$ квантового антиферромагнетика, реально наблюдаемые фазы купрата типа зарядового упорядочения и сверхпроводимости отражают «физическое» основное состояние, близкое к MFA-фазам, но с сильно редуцированными величинами локальных параметров порядка.

Введение

Несмотря на огромное количество экспериментальных и теоретических работ по исследованию купратов, опубликованных после открытия высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), фактически до сих пор вопрос о ведущем механизме ВТСП, а также и других необычных свойств купратов, прежде всего, т. н. «псевдощелевого» поведения, является предметом горячих дискуссий. Псевдощелевое поведение с характерной температурой T^* , обращаемой в нуль при критическом допировании $p_c \approx 0.20$, является одним из наиболее загадочных свойств нормальной фазы ВТСП купратов [1]. Отсутствие четких атрибутов фазового перехода, в частности типичной особенности теплоемкости, указывает на T^* скорее как на температуру некоего «кроссовера», хотя ряд экспериментальных данных согласуется с концепцией фазового перехода. Интерпретация псевдощелевой фазы как настоящей термодинамической фазы является предметом дискуссий. Псевдощелевую фазу связывают с «конкурирующими порядками» и нарушением целого «букета» симметрий от трансляционной и вращательной (тетрагональная \rightarrow ромбическая, $C_4 \rightarrow C_2$) до нарушения пространственной и временной четности (translational, rotational, inversion and time-reversal symmetry), хотя большая часть этих эффектов в купратах с дырочным допированием может быть связана с флуктуирующими модами, происхождение которых связано с «не-жанг-райсовским» характером основного состояния дырочных Cu^{3+} -центров [2]. Природа псевдощелевой фазы остается дискуссионной. До сих пор рассматриваются относительно «старые» механизмы, связанные с формированием куперовских пар уже выше температуры сверхпроводящего перехода с последующим установлением их фазовой коге-

рентности при $T < T_c$, а также антиферромагнитными (AFM) флуктуациями, хотя не исключается и роль зарядовых флуктуаций. Вообще говоря, псевдощель может отражать не фазовый переход, а некоторую эффективную энергию, обращаемую в нуль под «ВТСП куполом» при $p_c \approx 0.20$. К сожалению, сегодня отсутствует консенсус относительно теоретической модели, позволяющей в рамках единого сценария описать фазовую диаграмму купратов, включая псевдощелевую фазу, фазу странного металла, а также собственно ВТСП.

Электронно-дырочные димеры и псевдощелевая фаза

Многочисленные экспериментальные данные, а также и ряд теоретических работ, показывают неприменимость представлений БКШ-теории для ВТСП купратов. Однако неприменимость БКШ теории для описания ВТСП не умаляет роли электронно-колебательного взаимодействия в формировании необычных свойств купратов. Отметим, что для родительских купратов характерны очень сильные эффекты электрон-решеточной релаксации и близость к «поляризационной катастрофе». Прямые квантовохимические расчеты [3] показывают, что электронно-колебательное (вибронное) взаимодействие приводит к существенно малой величине адиабатической (термической) щели переноса заряда U_{th} по сравнению с оптической щелью U_{opt} , а также вибронной стабилизации электронно-дырочных (ЕН) димеров — связанных электронного $[CuO_4]^{7-}$ и дырочного $[CuO_4]^{5-}$ центров. Учет переноса двух электронов/дырок (композитного бозона!) приводит к формированию квантовых S- и P-димеров [4]. Очевидно, что при некотором критически малом значении энергии U_{th} , именно квантовая жидкость ЕН-димеров RVB (resonating valence bond)-типа (Рис. 1), а не антиферромагнитный изолятор будет основным состоянием родительско-

го купрата. Энергия формирования квантовой жидкости, или псевдощелевой фазы, порядка энергии связи ЕН-димеров [5], может быть связана с характерной энергией псевдощели.

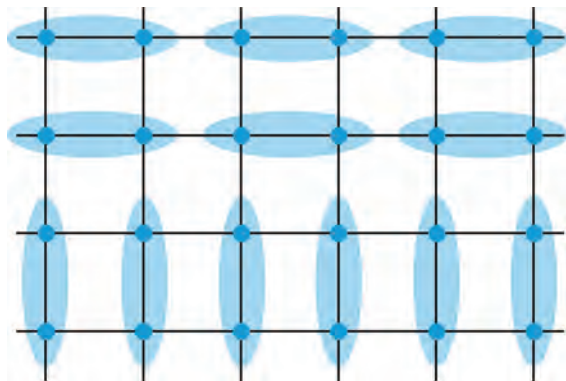


Рис. 1. Иллюстрация одного из вариантов упорядочения квантовых ЕН-димеров в CuO_2 плоскости купрата

Определенным «антиподом» состояний квантовой жидкости являются состояния с отличным от нуля значением локальных параметров порядка, полученные в приближении молекулярного поля (MFA), типичного для (псевдо)спиновых систем. В купратах малая величина U_{th} позволяет ввести модель «зарядовых триплетов», номинально $\text{Cu}^{1+,2+,3+}$ -центров, и $S=1$ псевдоспиновый формализм для описания фазовых состояний [4,6,7]. Эффективный спин-псевдоспиновый гамильтониан CuO_2 плоскости купрата включает вклад локальных и нелокальных корреляций, одно- и двухчастичный перенос, гейзенберговский спиновый обмен [4-6]. Традиционный MFA подход [7] с включением локальных средних от Ферми-операторов [8] указывает на формирование нескольких MFA-фаз: антиферромагнитного «неелевского» изолятора (AFMI), волны зарядовой плотности (CDW), бозонного d-сверхпроводника (dBS) и необычного металла (strange metal). На Рис. 2 приведен один из вариантов MFA-фазовой диаграммы, полученный в рамках двухподрешеточной модели с взаимодействием ближайших соседей и параметрами эффективного гамильтониана, подобранными из условия визуального согласия с типичной для купратов T - p фазовой диаграммой. Все эти MFA-фазы характеризуются отличным от нуля соответствующим локальным параметром порядка, т. е. имеют «неелевский» характер, но представляют собой лишь своеобразный «MFA-портрет» реального квантового основного состояния типа спиновой или псевдоспиновой жидкости с равными нулю значениями локальных параметров порядка. Как и для квантового $s=1/2$ антиферромагнетика, реально наблюдаемое «физиче-

ское» основное состояние отличается как от истинного квантового основного состояния типа спиновой жидкости, так и от MFA-состояний, в частности, сильной редуцией величины локальных параметров порядка.

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства РФ, соглашение № 02.A03.21.0006 и проекта Госзадания МОН РФ.

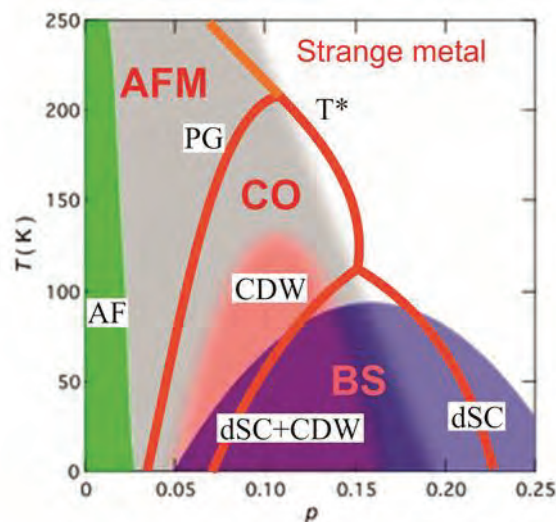


Рис. 1. Сравнение расчетной MFA-фазовой T - p диаграммы с типичной для купратов с дырочным допированием

Литература

1. E. Fradkin, S. A. Kivelson, J. M. Tranquada // *Reviews of Modern Physics*, V. 87, 457 (2015).
2. A. S. Moskvina // *Physics of Metals and Metallography*, V. 120, 1252 (2019).
3. S. Larsson // *Physica C*, V. 460-462, 1063 (2007).
4. А. С. Москвин, Ю. Д. Панов // *Физика твердого тела*, Т. 61, 1603 (2019).
5. L. P. Gor'kov, G. B. Teitelbaum // *Phys. Rev. Lett.*, V. 97, 247003 (2006); *J. Phys.: Conf. Ser.* V. 108, 12009 (2008).
6. A. S. Moskvina // *Physical Review B*, V. 84, 075116 (2011).
7. Yu. D. Panov // *Physics of Metals and Metallography*, V. 120, 1276 (2019).
8. L. G. Caron, G. W. Pratt // *Reviews of Modern Physics*, V. 40, 802 (1968).

Влияние каскадного переключения на работу сверхпроводниковых однофотонных детекторов с разрешением числа фотонов

М.А. Мошкова^{1,2,*}, А.В. Антипов², Ю.Б. Вахтомин^{2,3}, П.В. Морозов³, К.В. Смирнов^{1,2}

1 Национальный исследовательский университет Высшей школы экономики, ул. Таллиннская улица, 34, Москва, 123458.

2 Московский Педагогический Государственный университет, ул. Малая Пироговская, 29/7, Москва, 119435.

3 ООО «Сверхпроводниковые нанотехнологии» (СКОНТЕЛ), ул. Россоломо, 5/22, Москва, 119435.

*mmoshkova@hse.ru

В работе представлены результаты исследования каскадного переключения сверхпроводниковых однофотонных детекторов с разрешением числа фотонов в зависимости от мощности источника излучения с использованием CW-лазера ($\lambda=1550$ нм) и тока смещения детектора.

Введение

Стремительное развитие квантовых технологий, наблюдаемое в последнее время, значительно повышает интерес к сверхчувствительным детекторам, способным эффективно регистрировать одиночные фотоны. Сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SSPD), впервые представленные в 2001 году [1], к настоящему моменту по своим характеристикам значительно превосходят ближайшие аналоги - лавинные фотодиоды и фотоэлектронные умножители [2,3], и все стремительнее и увереннее завоевывают новые ниши применения. Одним из основных свойств для дальнейшего развития сверхпроводниковых однофотонных детекторов является их способность разрешения числа фотонов в коротком оптическом импульсе излучения [4] и разработка многоэлементных детекторов, способных к разрешению числа фотонов (PNR SSPDs). Применение таких детекторов, например, в системах QKD (Quantum Key Distribution – распределение квантового ключа) стало объектом изучения многих научно-исследовательских групп [5], демонстрируя значительные улучшения систем QKD при использовании PNR SSPDs в таких системах.

Для PNR SSPD детекторов наиболее важным параметром является квантовая эффективность (QE), так как эффективность детектирования $n^{\text{го}}$ фотона в импульсе излучения рассчитывается как QE_n , где QE – квантовая эффективность однофотонного срабатывания. Поэтому условием уверенного детектирования $n^{\text{го}}$ фотона в импульсе излучения является приближающаяся к 100% квантовая эффективность однофотонного срабатывания. В предшествующих

работах [6,7] нам удалось создать мультиэлементный детектор, способный различать до 4^{ex} фотонов в импульсе излучения с системной квантовой эффективностью $86\pm 3\%$. На сегодняшний день это лучшее достижение по созданию PNR SSPD, сопряженных со стандартным одномодовым волокном, являющимся оптическим вводом детектируемого излучения.

Другим важным параметром PNR SSPD является уровень темновых или ложных срабатываний, на величину которого существенное влияние может оказывать каскадное переключение отдельных секций детектора [8], которое до сих пор является малоизученным. При поглощении фотона одной сверхпроводящей полоской (секцией) и возникновении в ней резистивной области, может происходить перераспределение тока между остальными, соединенными параллельно, секциями детектора, вызывающее в них также возникновение резистивных областей. В результате, вместо отклика, соответствующего поглощению одного фотона, можно наблюдать ложный отклик, соответствующий срабатыванию при поглощении большего числа фотонов.

Методика эксперимента и результаты

В этой работе мы представляем результаты исследования каскадного переключения NbN PNR SSPD в зависимости от мощности источника излучения (CW лазер, $\lambda=1550$ нм) и тока смещения детектора. Системная квантовая эффективность (SDE) исследуемого детектора составила 79% для тока 40 мкА (Рисунок 1).

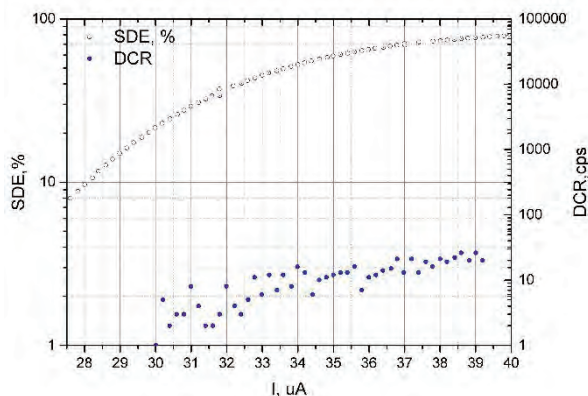


Рис. 1. Зависимость системной квантовой эффективности (SDE) и скорости темновых отсчетов (DCR) от тока (I)

Путем измерения количества импульсов напряжения (срабатываний) детектора с различной амплитудой, нами были экспериментально найдены вероятности возникновения отклика PNR SSPD, соответствующего поглощению $n=1-4$ фотонов (Рисунок 2). С учетом того, что временное распределение фотонов используемого источника излучения подчиняется статистике Пуассона, а также с учетом измерения «мертвого» времени PNR SSPD, эти же вероятности были найдены нами теоретически. Полученные результаты свидетельствуют, что во всем диапазоне используемых мощностей источника излучения (1,28-0,128 пВт) наблюдается следующая закономерность: при малых токах смещения ($I_{\text{bias}} < 0,875 I_c$, где I_{bias} и I_c – ток смещения и критический ток нарушения сверхпроводимости соответственно) теоретически рассчитанная вероятность оказывается больше экспериментально измеренной; при $I_{\text{bias}} = 0,875 I_c$ эти вероятности становятся эквивалентными; при $I_{\text{bias}} > 0,875 I_c$ экспериментальные значения вероятности становится выше теоретических. Указанная особенность свидетельствует о том, что при малых токах смещения вклад каскадного переключения в работу PNR SSPD пренебрежимо мал, и его учет необходим только на токах, приближающихся к критическому току нарушения сверхпроводимости. Наблюдаемая закономерность, на наш взгляд, может быть обусловлена даже незначительной неоднородностью в величине сопротивления в отдельных секциях детектора, и позволяет подбором тока смещения нивелировать влияние каскадного переключения секций, при сохра-

нении высокого значения квантовой эффективности PNR детектора.

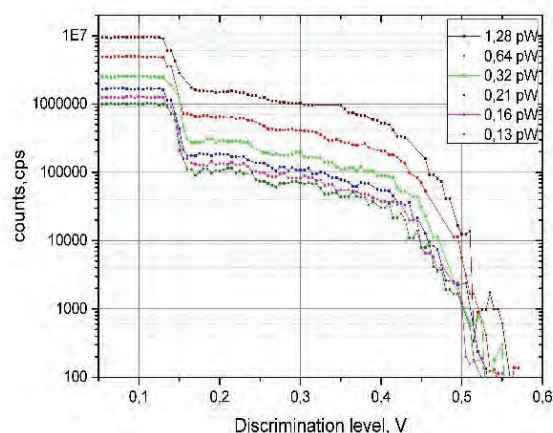


Рис. 2. Зависимость отсчетов от уровня компарации ($I=39$ мкА)

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках гранта № 18-12-00364.

Литература

1. G. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 79(6), 705-707 (2001).
2. K. Smirnov, A. Divochiy, Y. Vakhtomin *et al.* // *Supercond. Sci. and Tech.* 31(3) 035011 (2018).
3. F. Marsili, V. B. Verma, J. A. Stern *et al.* // *Nature Photonics* 7, 210-214 (2013).
4. A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld *et al.* // *Nature Photonics* 2(5) 302 (2008).
5. N. Sangouard, C. Simon, J. Minář *et al.* // *Phys. Rev. A* 76(5), 050301 (2007).
6. P. Zolotov, A. Divochiy, Yu. Vakhtomin *et al.* // *AIP Conference Proceedings* 1936, 020019 (2018).
7. M. Moshkova, A. Divochiy, P. Morozov *et al.* // *JOSA B*, 36 Is3 B20-B25 (2019).
8. Ejmaes, Mikkel & Cristiano, Roberto & Quaranta, Orlando *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 91. 262509-262509. 10.1063/1.2828138.

Счетчик фотонов на основе Al джозефсоновского перехода

А.Л. Панкратов^{1,2,§}, А.В. Гордеева¹, Л.С. Ревин^{1,2}, А.А. Яблоков^{1,2}, Л.С. Кузьмин^{2,3,*}

¹ Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

³ Чалмерский технологический университет, Гётеборг, Швеция.

§alp@ipmras.ru, *kuzmin@chalmers.se

Исследованы свойства джозефсоновского перехода, необходимые для разработки прототипа счетчика одиночных фотонов с частотами десятки ГГц. Туннельный переход сделан на основе тонких пленок алюминия и работает, как детектор гигагерцового сигнала при температурах ниже 1,3 К. Минимальное время регистрации фотонов определяется электроникой и составляет 20 мс для используемой экспериментальной установки. Измерена вероятность переключения детектора, находящегося при температуре 50 мК, при подаче сигнала с синтезатора с частотой 9 ГГц. Используемая алюминиевая технология позволяет изготавливать подобные детекторы совместно со сверхпроводниковыми кубитами, поэтому они могут применяться в системах квантовой передачи информации.

Введение

В настоящее время важной проблемой является создание однофотонных счетчиков гигагерцового диапазона частот. Такие устройства востребованы в нескольких областях, как, например, квантовые вычисления и поиск аксионов - предполагаемых частиц темной материи. Коммерчески доступные однофотонные детекторы работают на частотах в сотни ТГц и выше, а в области более низких частот необходим новый класс детекторов одиночных СВЧ-фотонов. Предлагаемый детектор на основе джозефсоновского перехода является пороговым, при приходе фотона он переключается в резистивное состояние, в связи с чем возникает конечное напряжение, достигающее сотен мкВ [1]. При этом тепловые и квантовые шумы приводят к ложным срабатываниям детектора.

Экспериментальные результаты

Принцип действия однофотонного счетчика на основе джозефсоновского перехода представлен на рисунке 1: в начальный момент времени переход находится в сверхпроводящем состоянии со смещением по току I_{bias} , близким к величине критического тока контакта. В режиме ожидания напряжение на контакте отсутствует. Приходящий внешний сигнал от фотона (импульс тока) может изменить состояние системы, переключив его в резистивное состояние с конечным значением сопротивления. При этом возможно ложное срабатывание детектора из-за тепловых флуктуаций в классической области температур и туннелирования через барьер в квантовом случае [2].

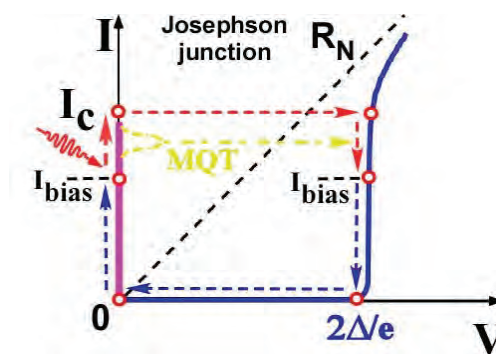


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика СИС контакта и схематическое изображение принципа работы джозефсоновского порогового детектора

По материалам работы [1] были изготовлены джозефсоновские переходы Al-AlO-Al различной площади и проведены тестовые измерения вольт-амперных и шумовых характеристик детекторов. В результате были получены зависимости времени жизни сверхпроводящего состояния (времени темновых отсчетов) от заданного тока питания для различных температур без воздействия высокочастотного сигнала, которые представлены на рисунке 2. Обнаружено, что с изменением температуры, зависимости почти не меняют наклон, что противоречит предсказаниям классической теории Крамерса и свидетельствует о возможном режиме диффузии фазы вместо режима бегущего состояния [2]. Режим диффузии фазы соответствует значениям затухания близким у единице (в наших экспериментах от 0.1 до 0.5) и на настоящий момент является мало изученным. Однако данный режим может быть полезен для создания однофотонного детек-

тора, т.к. позволяет увеличить время жизни в режиме ожидания. В результате измерений было обнаружено, что среднее время между темновыми отсчетами существенно превышает время, предсказываемое теорией Крамерса. Так для температуры 10 мК показано, что время между ложными срабатываниями может быть 6000 секунд, а для 100 мК - 3000 секунд.

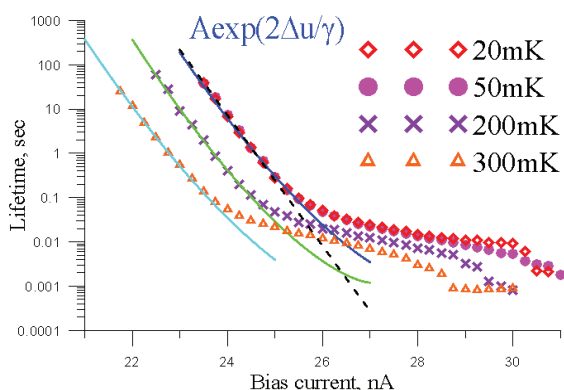


Рис. 2. Время жизни сверхпроводящего состояния (темновые отсчеты) приёмника в зависимости от рабочей точки (тока питания) для различных температур

Для следующего эксперимента была разработана система подачи высокочастотного сигнала в криостат через витую пару. Система состоит из внешнего синтезатора излучения, витой пары, идущей в криостат и петлевой антенны. Излученный сигнал детектируется принимающим переходом, а антеннами для структуры служат линии питания с контактными площадками.

Проведены измерения по детектированию импульсов внешнего сигнала 9 ГГц; получена вероятность переключения детектора (рисунок 3) и показано, что полученные зависимости квантуются и описываются Пуассоновским распределением, что свидетельствует о чувствительности детектора к единицам фотонов. Поведение вероятности переключения подобно зависимостям из работы [3] для однофотонных детекторов инфракрасного диапазона частот.

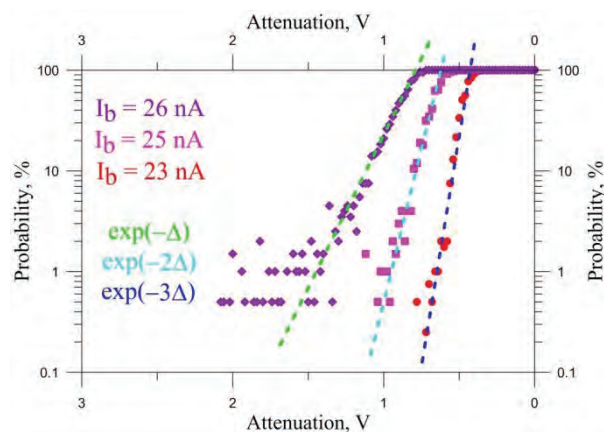


Рис. 3. Вероятность детектирования импульсов внешнего сигнала 9 ГГц различной мощности (аттенюации сигнала) при различных значениях тока смещения. Пунктирные линии - наклоны с подэкспоненциальными множителями 1, 2, 3 соответственно

Заключение

Использование данного прибора для сверхчувствительного детектирования имеет важные приложения. В частности, подобный детектор может применяться в задаче по измерению сигналов, генерируемых квантовыми цепями на частоте 6 ГГц. В дальнейшем предполагается улучшение условий измерения и проведение исследований по детектированию тестовых сигналов в диапазонах 8-14 ГГц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-79-10170).

Литература

1. L. Kuzmin, A. Sobolev, C. Gatti, D. Gioacchino, N. Crescini, A. Gordeeva, E. Il'ichev // IEEE TAS, 8, 2400505, 2018.
2. G. Oelsner, L.S. Revin, E. Il'ichev, A.L. Pankratov, H.-G. Meyer, L. Gronberg, J. Hassel, and L.S. Kuzmin // Appl. Phys. Lett. 103, 142605, 2013.
3. G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, and A. Dzardanov, C. Williams and Roman Sobolewski // Appl. Phys. Lett. 79 (6), 705, 2001.

Определение параметров туннельного барьера сверхпроводниковых структур на основе ниобия

М.Е. Парамонов^{1,*}, Л.В. Филиппенко¹, П.Н. Дмитриев¹, М.Ю. Фоминский¹,
А.А. Атепалихин¹, В.П. Кошеллец¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр.7, Москва, 125009.

*paramonov@hitech.cplite.ru

Проведена оценка основных параметров туннельного барьера джозефсоновских переходов Nb/AlO_x/Nb и Nb/AlN/Nb в широком диапазоне значений плотностей тока с использованием метода Симмонса. Построены зависимости высоты и ширины туннельного барьера от удельного сопротивления для каждого типа барьера. Экспериментально наблюдаемая линейная зависимость позволила более точно определить емкости переходов в тех областях удельного сопротивления, где прямые измерения становятся невозможными. Правильная оценка емкости квазичастичных сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (СИС) смесителей позволила уже в первых экспериментах получить шумовую температуру лишь вдвое превышающую квантовый предел hf/k_B .

Введение

В настоящее время спектрометрические терагерцовые (ТГц) приёмники, основанные на СИС – смесителях, получили широкое распространение при создании радиотелескопов, благодаря очень низкому уровню собственных шумов. Традиционно СИС – смесители изготавливались на основе трехслойной структуры Nb/AlO_x/Nb, однако для перехода в область ТГц – частот стали применять структуры типа Nb/AlN/Nb(N). Это объясняется тем, что структуры Nb/AlO_x/Nb с высокими плотностями тока ($J_c > 10 \text{ kA/cm}^2$) имеют достаточно низкий параметр качества $R_j/R_n < 15$ [1]. Для создания ТГц – смесителя с малыми потерями и как следствие низким уровнем собственных шумов, емкость СИС – перехода должна быть скомпенсирована введением дополнительной индуктивности. Оценка емкости перехода возможна после определения его основных электрических и геометрических параметров.

Метод расчета

Основными характеристиками туннельного барьера являются средняя высота барьера $\bar{\varphi}$ и его ширина d , по этим параметрам можно судить о характеристиках изготовленных переходов. Одним из таких параметров является толщина изоляционного слоя d в структурах Nb/AlO_x/Nb или Nb/AlN/Nb, который формируется путем окисления или нитридации алюминия в процессе изготовления СИС – смесителя. Существует универсальный метод определения толщины туннельного барьера d , а также его средней высоты $\bar{\varphi}$ из ВАХ при больших напряже-

ниях, основанный на измерении зависимости плотности туннельного тока от напряжения. Эта зависимость была предложена Дж. Симмонсом [2] и обобщена В. Бринкманом для туннельных переходов в пределе малых напряжений смещения. Стоит также учесть что в расчетах использовался поправочный параметр эффективной массы электрона $m_{\text{эфф}} = 0.5m_0$. Теоретическая модель предсказывает, что выражение для дифференциальной проводимости перехода G с хорошей точностью описывается параболической зависимостью от приложенного напряжения V , которую обычно представляют в виде выражения для:

$$G = dI/dV = \alpha(1 + 3\gamma V^2), \quad (1)$$

где $\alpha = 3.16 \cdot 10^{10} \sqrt{\bar{\varphi}}/d \cdot \exp(-1.025d\sqrt{\bar{\varphi}})$,

$$\gamma = 0.0115 \frac{d^2}{\bar{\varphi}} - 0.0315 \frac{d}{\bar{\varphi}^2},$$

Уравнение (1) является упрощённой формой выражения:

$$G(V) = \alpha + 2\beta V + 3\gamma V^2 + 4\delta V^3 + \dots,$$

где α , β , γ , δ – величины, в теоретической модели, характеризующие аппроксимационную кривую и косвенно зависящие от основных параметров барьера. В. Бринкман [4] указывал на тот факт, что при обработке экспериментальных данных и аппроксимации, с увеличением диапазона напряжений приложенных к переходу возрастает значимость более высоких степеней V в теории Дж. Симмонса. Ис-

пользуя в качестве аппроксимационной функции полином 2-ей степени – теоретическая кривая в целом повторяет характер кривой за исключением некоторых областей (рисунок 1). На вставке рис. 1 показана аппроксимация кубическим полиномом. Из уравнения теоретической кривой можно получить значения коэффициентов для численной оценки параметров барьера исследуемых переходов.

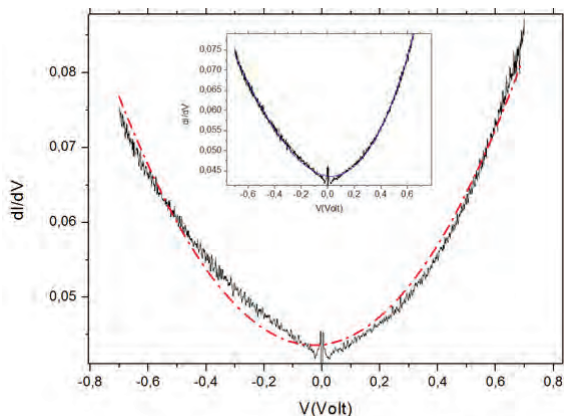


Рис. 1. Экспериментальная зависимость дифференциальной проводимости туннельного СИС – перехода от напряжения - черная кривая. Аппроксимация квадратичным полиномом – красная кривая. На вставке аппроксимация кубическим полиномом

Результаты

По данным полученным в результате расчётов были построены зависимости средней высоты и ширины туннельного барьера от значения удельной проводимости $R_n S$ для двух типов барьеров рисунки 2 и 3. Данные для Nb/AlOx/Nb взяты из работы [4]. На графике зависимости ширины барьера d от $R_n S$ (рис. 2) видно, что для больших значений плотности тока (малые $R_n S$) толщина туннельного слоя для барьера AlN существенно больше по сравнению с оксидным барьером. По-видимому, этим объясняется более высокое качество переходов типа Nb/AlN/Nb с высокой плотностью тока. Правильная оценка емкости СИС-смесителей позволила уже в первых экспериментах получить шумовую температуру приемника 25 К на частоте 265 ГГц, что лишь вдвое превышает величину hf/kB [5].

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект №19-19-00618). Изготовление образцов выполнено с использованием УНУ № 352529, созданной и функционирующей за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

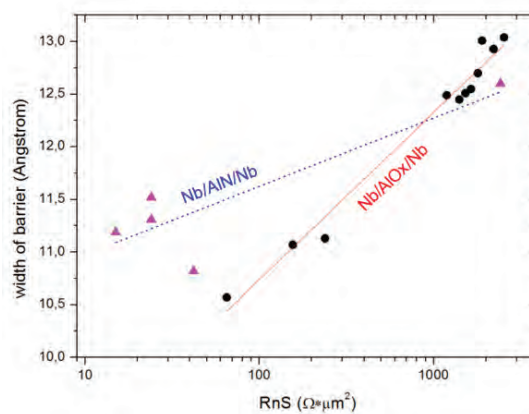


Рис. 2. Зависимость высоты туннельного барьера от значения удельной проводимости $R_n S$, точки – переходы Nb/AlOx/Nb, треугольники – переходы Nb/AlN/Nb. Сплошная и штриховая линии – линейные аппроксимации

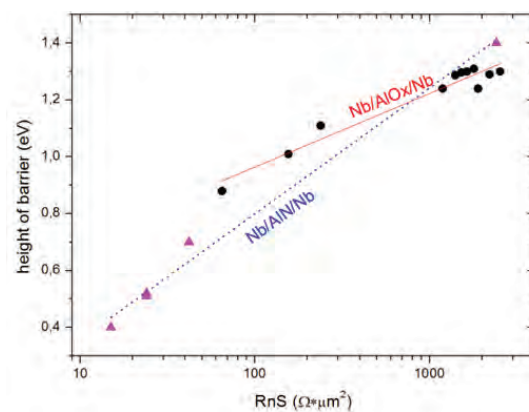


Рис. 3. Зависимость ширины туннельного барьера от значения удельной проводимости $R_n S$, точки – переходы Nb/AlOx/Nb, треугольники – переходы Nb/AlN/Nb. Сплошные линии – линейные аппроксимации

Литература

1. Torgashin M. Y. et al. // IEEE transactions on applied superconductivity. – 2007. – Т. 17. – №. 2. – С. 379-382.
2. Simmons J. G. // Journal of applied physics. – 1963. – Т. 34. – №. 6. – С. 1793-1803.
3. Brinkman W.F., Dynes R.C., Rowell J.M. // J. Appl.Phys. 1970. V. 41. № 5. P. 1915.
4. Парамонов М. Е. и др. // Радиотехника и электроника. – 2019. – Т. 64. – №. 10. – С. 1029-1033.
5. Рудаков К. И. и др. // Известия ВУЗов Радиофизика. – Т LXII.- №7–8.-С 613.

Основные и метастабильные состояния в Фульде-Феррелл мезоскопических сверхпроводниках

В.Д. Пластовец^{1,2,*}, Д.Ю. Водолазов¹

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

²Научно-технологический университет «Сириус», Олимпийский просп. 1, Сочи, 354340.

*plastovec26@gmail.com

В рамках модифицированной модели Гинзбурга-Ландау изучены конфигурации основных и метастабильных состояний в мезоскопических Фульде-Феррелл сверхпроводниках с пространственной модуляцией фазы параметра порядка. Для каждого типа основного состояния рассчитана локальная Лондоновская глубина проникновения магнитного поля.

Введение

В 60-ых годах было теоретически показано, что в присутствии сильного зеемановского расщепления ($\mu_B \sim \Delta$) в сверхпроводнике возможна реализация состояния ЛОФФ, в частности - Фульде-Феррелла (ФФ), характеризующегося осцилляциями фазы сверхпроводящего параметра порядка $\psi \sim \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$ [1]. Осцилляции определяются вектором \mathbf{q} , пропорциональным сверхскорости. В случае ограниченного двумерного сверхпроводника осцилляции становятся пространственно неоднородными $\mathbf{q}(\mathbf{r})$, и вблизи границ, где в силу граничных условий $\mathbf{q}=0$, образуется «половинка» доменной стенки, которая дает положительный вклад в свободную энергию сверхпроводника [2]. Поэтому, например, в двумерных прямоугольниках вектор \mathbf{q} будет направлен вдоль длинной стороны, а в квадратах – по диагонали, таким образом минимизируя положительный вклад от границ [3]. Вклад в энергию от приграничной области становится определяющим в формировании основного состояния в мезоскопическом сверхпроводнике (латеральные размеры которого порядка характерного масштаба изменения ψ). Из-за конкуренции объемной и поверхностной энергии при изменении размера сверхпроводника мы можем наблюдать фазовые переходы между различными типами основных состояний.

Модель

В качестве модели в работе использовался двумерный модифицированный функционал Гинзбурга-Ландау:

$$F = \alpha(T)|\psi|^2 + \beta/2|\psi|^4 +$$

$$\gamma(|\partial_x \psi|^2 + |\partial_y \psi|^2) + \delta(|\partial_x^2 \psi|^2 + |\partial_y^2 \psi|^2 + |\partial_x \partial_y \psi|^2), \quad (1)$$

где $\partial_{x,y} = \partial/\partial(x,y)$, а знаки феноменологических коэффициентов определяются из условия термодинамического равновесия: $\alpha, \gamma < 0$, $\beta, \delta > 0$. Варьируя функционал (1) мы получаем уравнение Гинзбурга-Ландау и естественные граничные условия, которые расщепляются на два независимых уравнения, так как мы требуем зануление q на границе (что является граничным условием в уравнениях микроскопической теории Узаделя). В итоге получаем:

$$\zeta(\partial_x^4 + 2\partial_x^2 \partial_x^2 + \partial_x^4) \psi + (\partial_x^2 + \partial_x^2) \psi + \psi|\psi|^2 = 0 \quad (2)$$

$$\mathbf{n} \partial \psi / \partial \mathbf{n} |_{\mathbf{n}} = 0, \quad \mathbf{n} \partial^3 \psi / \partial \mathbf{n}^3 |_{\mathbf{n}} = 0. \quad (3)$$

Характерный масштаб задачи – равновесное значение вектора модуляции $q_{FF} = 1/(2\zeta)^{1/2}$. Уравнения (2) и (3) решались численно для квадратов разного размера с фиксированным параметром $q_{FF} = 1$ ($\zeta = 0.5$).

Результаты и обсуждение

Численные расчеты показали, что в зависимости от размера L в сверхпроводящем квадрате могут реализовываться различные типы основного состояния. Для $Lq_{FF} < \pi/2^{1/2}$ основному состоянию отвечает пространственно однородное решение с $q=0$. В узкой области $\pi/2^{1/2} < Lq_{FF} < 2.5$ реализуется квазиодномерное Фульде-Феррелл состояние с одной ненулевой компонентой вектора \mathbf{q} (Рис. 1а), причем плотность тока в таком случае равна нулю $j_s(\mathbf{q}, \mathbf{r}) = 0$. Для $2.5 < Lq_{FF} < 4.6$ основным состоянием является одноквантовый вихрь Абрикосова с нормальным кором (Рис. 1б).

При дальнейшем увеличении размеров квадрата $4.6 < Lq_{FF}$ вектор \mathbf{q} поворачивается вдоль диагонали, образуя «onion state» (Рис. 1с).

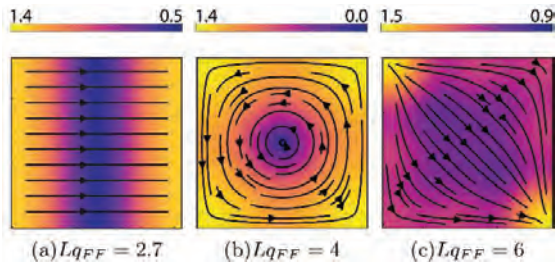


Рис. 1. Распределение модуля параметра порядка (цветовая карта) и направление вектора \mathbf{q} (черные стрелки) для квадратов разного размера L

Если использовать Лондоновское соотношение $\mathbf{j} = -c/(4\pi\lambda^2)\mathbf{q}$, то можно определить локальный знак $\lambda^2(\mathbf{r})$. Расчеты показали, что для однородного решения $\lambda^2 < 0$ (то есть имеет место парамагнитный эффект Мейсснера), для квазиодномерного решения $\lambda^2 = 0$. Для вихревого состояния $\lambda^2(\mathbf{r}) < 0$, а в случае «onion state» знак $\lambda^2(\mathbf{r})$ зависит от координаты, то есть по квадрату текут как парамагнитные, так и диамагнитные токи, поэтому отклик сверхпроводника будет зависеть от его размера.

Далее были исследованы метастабильные состояния, которые появлялись при дальнейшем увеличении Lq_{FF} . Примеры таких состояний приведены на Рис. 2. Появление структур вихрь-антивихрь (Рис. 2с,д) напоминает появление вихрь-антивихревых конфигураций в обычном мезоскопическом сверхпроводнике во внешнем магнитном поле [4]. Однако отметим, что в Фульде-Феррелл сверхпроводнике такие структуры являются устойчивыми даже в отсутствие внешнего магнитного поля.

Феноменологическая модель дает качественное описание наблюдаемых эффектов, однако она хорошо согласуется с микроскопической моделью Узаделя для трехслойного S/F/N диска. Поэтому экспериментальное наблюдение описанных состояний ожидается в мезоскопических S/F/N дисках/квadrатах с латеральными размерами 150-

600 нм, если в качестве сверхпроводника использовать NbN с толщиной 10 нм, нормального металла Au или Cu с толщиной 10-20 нм, и ферромагнетик CuNi с толщиной 3-6 нм (в зависимости от концентрации Ni).

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики БАЗИС (грант 18-1-2-64-2) а также при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-31-51019.

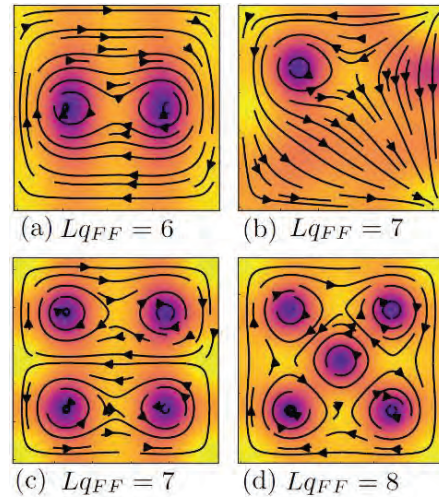


Рис. 2. Распределение модуля параметра порядка (цветовая карта) и направление вектора \mathbf{q} (черные стрелки) для различных метастабильных состояний в квадратах разного размера L . (с), (д) – вихрь-антивихревые структуры

Литература

1. P. Fulde and R. A. Ferrell. // Phys. Rev. 135, A550 (1964).
2. K. V. Samokhin and B. P. Truong. // Phys. Rev. B 99, 014503 (2019).
3. V. D. Plastovets and D. Y. Vodolazov. // JETP Lett. 109, 729 (2019).
4. L. F. Chibotaru, A. Ceulemans, V. Bruyndoncx, and V. V. Moshchalkov. // Nature 408, 833 (2000).

Электронная структура запиннигованного на протяженном дефекте вихря

В.Д. Пластовец^{1,2,3,*}, А.В. Самохвалов¹, А.С. Мельников^{1,3}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 ННГУ им. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Научно-технологический университет «Сириус», Олимпийский просп. 1, Сочи, 354340.

*plastovec26@gmail.com

В рамках квазиклассического приближения уравнений Боголюбова-де Жена изучена электронная структура вихря, запиннигованного на плоском дефекте. Дефект имеет толщину $d \ll \xi$ и задан как дельта-барьер с произвольной прозрачностью для электронов.

Введение

Одной из важнейших задач физики неоднородного вихревого состояния является изучение электронной структуры подщелевых мод, локализованных в коре вихря, где сверхпроводимость подавлена. Такие андреевские подщелевые состояния в коре вихря формируют в спектре возбуждений аномальные (подщелевые) ветви, которые пересекают уровень Ферми при изменении углового момента частицы μ , и для одиночного вихря Абрикосова описываются теорией Кароли-де Жена-Матрикона (Caroli-de Gennes-Matrickon) (CdGM) [1]. Подавление сверхпроводящей щели и существование локализованных состояний в коре вихря однозначно связано с отличной от нуля циркуляцией градиента фазы ϕ комплексного параметра порядка $\Delta = |\Delta| \exp(i\phi)$ при обходе по контуру C вокруг вихревой нити. Прямым экспериментальным доказательством присутствия в коре вихря Абрикосова связанных состояний служат наблюдения максимума локальной плотности состояний (LDOS) квазичастиц на уровне Ферми (zero-bias anomaly) методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ).

Как было показано ранее, при взаимодействии вихря с поверхностью сверхпроводника [2], или с дефектом [3-5], электронный спектр элементарных возбуждений качественно меняется из-за нормального рассеяния квазичастиц на дефекте, что приводит к изменению локальной плотности состояний в вихре. В докладе представлены результаты расчетов структуры подщелевого спектра, локальной плотности состояний и силы пиннинга вихря, захваченного плоским дефектом с произвольной прозрачностью.

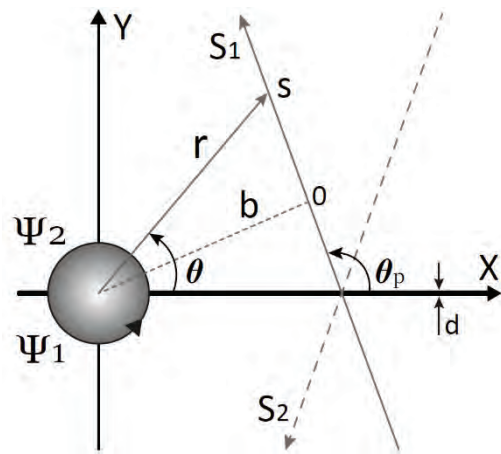


Рис. 1. Бесконечный дефект ($Y=0$) с вихрем. S_1, S_2 – траектории квазичастиц, b – прицельный параметр, θ_p – угол наклона траектории, r – радиус-вектор

Уравнения и решение

Рассмотрим плоский бесконечный дефект, лежащий в плоскости (x,z) толщиной $d \ll \xi$ с закрепленным в центре системы координат вихрем. На Рис. 1 изображены траектории движения квазичастиц (S – координата на траектории, направленной вдоль импульса частицы, b – прицельный параметр траектории). Рассеяние частиц происходит с сохранением компоненты импульса p_x вдоль дефекта и при этом частица меняет траекторию с S_1 ($b < 0$ на Рис.1) на S_2 ($b > 0$ на Рис.1).

Уравнение Боголюбова-де Жена для данной системы имеют следующий вид:

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_0(\mathbf{p}) & \Delta(x, y) \\ \Delta^*(x, y) & -\hat{H}_0^*(\mathbf{p}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \quad (1)$$

Здесь:

$$\hat{H}_0(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 - E_F + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \frac{\alpha \hbar^2 k_F}{m} \delta(y)$$

$$\Delta(x, y) = \Delta_0 \frac{x + iy}{\sqrt{x^2 + y^2 + \xi^2}}$$

где α – «высота» барьера, $\delta(y)$ - дельта функция, E_F и k_F – энергия и импульс Ферми. Для щели Δ используется вариационная формула и не решается уравнение самосогласования, так как предполагается, что дефект не изменяет вид кора. Уравнение (1) приводится к квазиклассическим уравнениям Андреева, решение которых сшивается в области дефекта с помощью обычной квантово-механической матрицы рассеяния, а на бесконечности удовлетворяет условию Андреевского отражения. Из уравнений сшивки волновых функций можно найти спектр локализованных квазичастиц.

Результаты

Был получен аналитический вид спектра $E^2(b, \theta_p, \alpha) = E_{CdGM}^2 + E_1(b, \theta_p, \alpha)$ для низкоэнергетических возбуждений. Член E_1 определяет отклонение спектра от ветви CdGM и равен нулю при $\alpha=0$. На Рис 2. показано изменение спектра при уменьшении прозрачности (росте α). Заметим, что появившаяся минищель ΔE в спектре не является жесткой, так как ее величина для каждой прозрачности будет зависеть от угла θ_p . При $\theta_p=0$ минищель будет отсутствовать ($\forall \alpha$), а ее максимум будет достигаться при $\theta_p=\pi/2$ ($\Delta E^{max} \sim \alpha$).

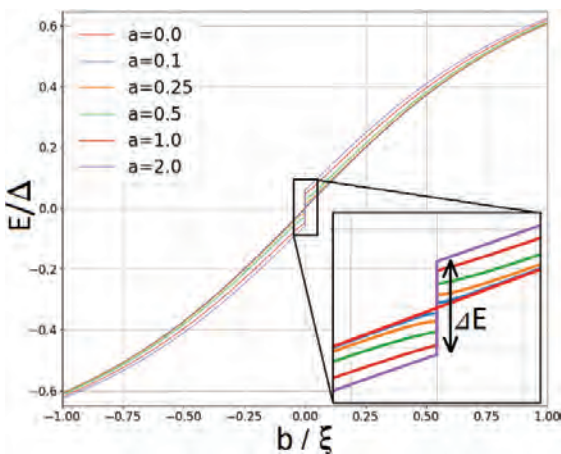


Рис. 2. Зависимость энергии квазичастиц от прицельного параметра b при фиксированном значении угла $\theta_p=\pi/4$ для разных значений коэффициента α

Далее рассмотрим зависимость энергии от угла наклона траектории, проходящей через точку (r, θ) (Рис. 1). В точке $\theta_p=\theta$ имеется пересечение ветвей CdGM, которое снимается при включении

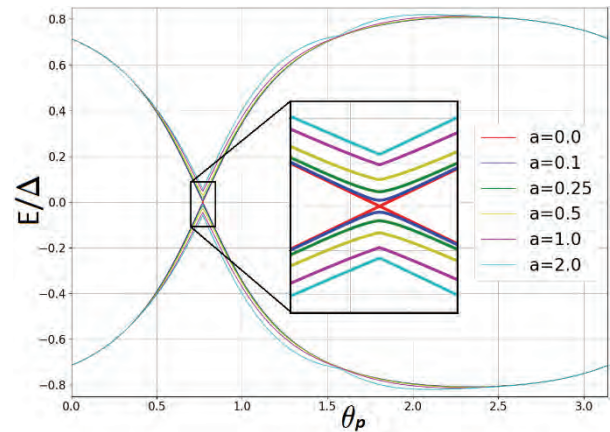


Рис. 3. Зависимость энергии квазичастиц от угла θ_p для $(r=2, \theta=\pi/4)$ и разных значений коэффициента α

дефекта. Величина расщепления растет с увеличением α : $\Delta E \sim \alpha/(\alpha^2+2)^{1/2}$ для $\theta=\pi/4$ (Рис. 3).

Стоит отметить, что полученный результат не является универсальным в силу предположения $E \ll \Delta_s$, которое использовалось при решении уравнений Андреева. При больших значениях α энергетические уровни будут приближаться к щели, и решение, вообще говоря, уже не будет верным. Поэтому на данном этапе известен ответ только для малых α (пределы применимости можно определить как $(E - E_{CdGM}) \ll 1$).

Зная спектр квазичастиц, можно найти локальную плотность состояний $\nu(r, \theta)$, то является следующим шагом в решении данной задачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 19-31-51019, № 18-42-520037.

Литература

1. C. Caroli, P.G. de Gennes, J. Matricon // Phys. Lett. 9, 307 (1964).
2. D. A. Ryzhov, and M. A. Silaev // Phys. Rev. B 78, 064513 (2008).
3. A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov // Phys. Rev. B 57, 5457 (1998).
4. Y. Tanaka, S. Kashiwaya, and H. Takayanagi // Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 34, 4566 (1995).
5. A. S. Melnikov, A. V. Samokhvalov and M. N. Zubarev // Phys. Rev. B 79, 134529 (2009).

Квантово-размерные электронные состояния в тонких Pb пленках

А.В. Путилов¹, С.И. Божко², А.Ю. Аладышкин^{1,3,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

² Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 2, 142432

³ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*aladyshkin@ipmras.ru

Методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии исследованы особенности дифференциальной туннельной проводимости dI/dV ультратонких пленок свинца в диапазоне напряжений V от 0.1 до 10 В в двух режимах: заданной высоты (z) и заданного туннельного тока (I). Было обнаружено существование двух типов квантово-размерных эффектов, приводящих к появлению локальных максимумов dI/dV и скорости изменения высоты dz/dV (при $I=\text{const}$). При $V \leq 4.5$ В осцилляторное поведение dI/dV и dz/dV связано с формированием стоячих электронных волн в Pb пленке, при этом положение таких резонансных пиков на оси энергий определяется локальной толщиной слоя в точке измерения и не зависит от высоты иглы. Напротив, при $V \geq 4.5$ В наблюдаются пики, связанные с формированием квантованных электронных состояний в потенциале электростатического изображения, модифицированного внешним электрическим полем.

Методика измерений

В работе исследованы электрофизические свойства тонких Pb пленок, выращенных на поверхности Si(111)7×7, методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС). Измерения выполнены при температуре 78 К в условиях сверхвысокого вакуума (порядка 2×10^{-10} мбар). Рост свинца на выбранной подложке при термическом осаждении происходит по механизму Странски-Крастанова: двумерные монокристаллические островки формируются на неупорядоченном смачивающем слое. Рельеф сформированных структур был исследован методом СТМ в режиме удержания туннельного тока I при постоянном потенциале V образца относительно W иглы. Электронные свойства были исследованы методом СТС в режиме заданной высоты и заданного тока методом синхронного детектирования на частоте 7285 Гц.

Результаты и обсуждение

Оценки показывают, что отношение фермиевской длины волны $\lambda_F \approx 0.394$ нм для электрона в Pb пленке в направлении (111) и высоты монослоя $d_{ML} \approx 0.285$ нм в направлении (111) близко к $4/3$ [1]. Следовательно, для электронных состояний вблизи E_F справедливо утверждение: энергия состояния с индексом n (т.е. число полувольт) для пленки толщиной N монослоев должна быть близка к энергии состояния с индексом $n+3$ для пленки толщиной $N+2$ монослоев (рис. 1а).

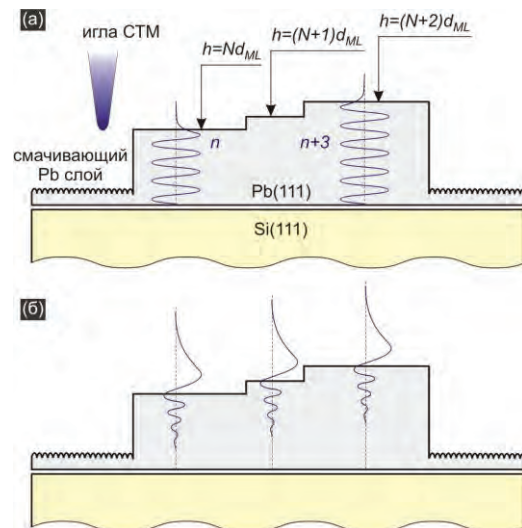


Рис. 1. (а) Схематическое представление иглы микроскопа, неупорядоченного смачивающего Pb слоя, монокристаллического Pb островка с несколькими атомарно-гладкими террасами и структуры стоячих электронных волн внутри островка для некоторой энергии E^* вблизи E_F , параметр n характеризует число полувольт. Отметим, что для выбранного значения E^* стоячие волны для террасы с толщиной $(N+1) \cdot d_{ML}$ отсутствуют. (б) Схематическое представление резонансных электронных состояний над поверхностью Pb островка для некоторой энергии

Спектры туннельной проводимости dI/dV , имеющие выраженные максимумы при $V=V_n$, подтверждают факт формирования стоячих электронных волн в Pb пленках для энергий $E_F + eV_n$ [1,2]. Зависимость спектра энергий квантово-размерных состояний от ширины ямы (иными словами, от локальной толщины слоя) позволяет визуализировать

скрытые дефекты, такие как инородные включения и дислокационные линии, под металлическим слоем или внутри него [2].

При больших разностях потенциалов между иглой и образцом, превышающих 2-3 В, удобно перейти к туннельным измерениям при заданном токе, когда

система обратной связи изменяет расстояние z между иглой и поверхностью образца. Мы обнаружили серию пиков на зависимостях dI/dV и dz/dV при одних и тех же энергиях (рис. 2). Такие пики связаны с резонансным туннелированием электронов через квазистационарные состояния, локализованные в неоднородном электрическом поле на пороге

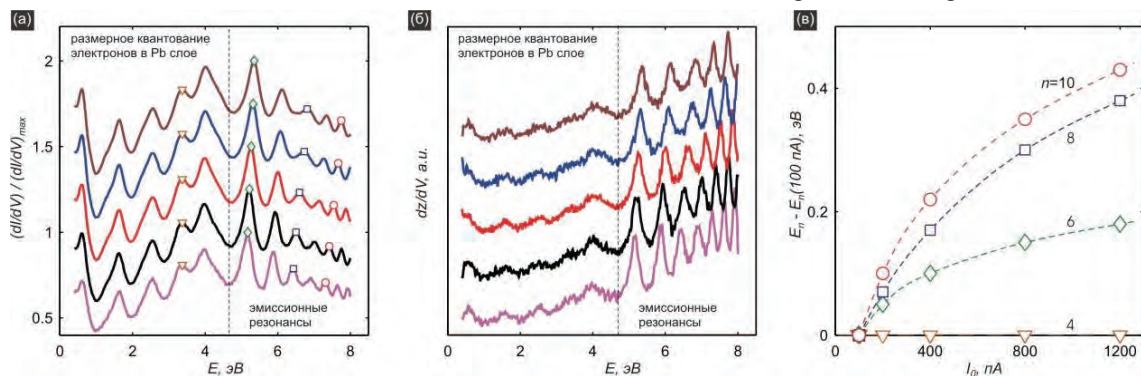


Рис. 2. (а, б) Зависимости дифференциальной проводимости dI/dV (а) и скорости изменения высоты dz/dV (б) от напряжения V , полученные в одной и той же точке в режиме удержания среднего туннельного тока I_0 для различных значений: $I_0=100, 200, 400, 800$ и 1200 пА (снизу вверх), все кривые сдвинуты по вертикали для наглядности. (в) Зависимость положения n -го максимума дифференциальной проводимости от измерительного тока по отношению к положению соответствующего максимума при 100 пА (отмечены символами на рисунке а)

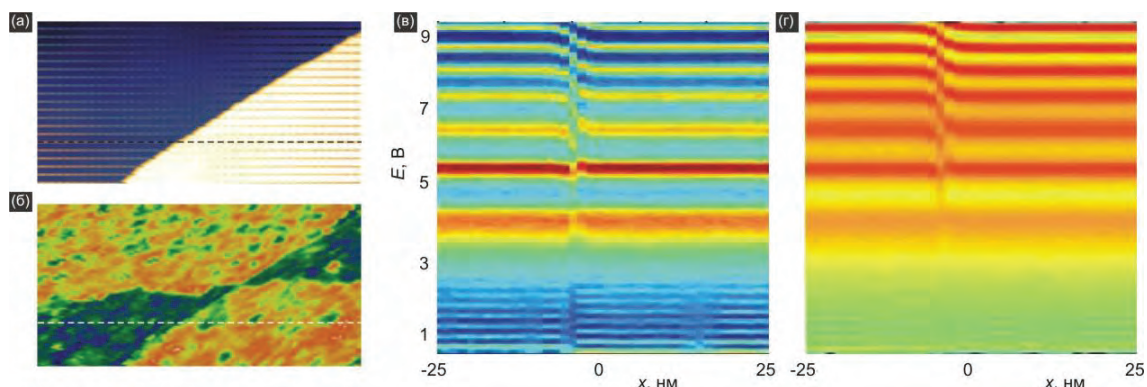


Рис. 3. (а, б) топографическое изображение и распределение туннельной проводимости для участка поверхности размером 50×25 нм² с моноатомной ступенькой, $V_0=0.5$ В, $I_0=400$ пА, $T=78$ К. (в, г) Примеры пространственной зависимости положения максимумов функций $\ln(dI/dV)$ (в) и $\ln(dz/dV)$ (г) вблизи моноатомной ступени вдоль пунктирной линии

появления эмиссии (рис. 1б). Мы показали, что положения эмиссионных резонансов не зависят от локальной толщины плёнки, однако зависят от начальной высоты z_0 (или от I_0 , см. рис. 2), что подтверждает их связь таких состояний с локализацией электронов над поверхностью металла.

Было обнаружено, что квантово-размерные состояния могут быть пространственно-неоднородными (рис. 3), при этом $V_n=V_n(x,y)$. Мы полагаем, что крупномасштабные неоднородности туннельной проводимости могут быть связаны с локальными напряжениями внутри образца, например, с механическими деформациями.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00528).

Литература

1. С.С. Уставщиков, А.В. Путилов, А.Ю. Аладышкин // Письма в ЖЭТФ, т. **106**, 476 (2017).
2. А.В. Путилов С.С. Уставщиков, С.И. Божко, А.Ю. Аладышкин // Письма в ЖЭТФ, т. **109**, 789 (2019).

Резонансные свойства и ступеньки Шапиро кольцевой системы параллельных джозефсоновских переходов

И.Р. Рахмонов^{1,2,*}, Ю.М. Шукринов^{1,3,§}, J. Tekić⁴, A. Plecenik⁵, P. Mali⁶

1 ЛТФ, Joint institute for nuclear Research, Дубна, 141980, Россия.

2 Физико-Технический институт им. С.У. Умарова, АН РТ, Душанбе, 734063 Таджикистан.

3 Государственный университет Дубна, Дубна, 141980.

4 "Vinca" Institute of Nuclear Sciences, Lab. For theoretical and Condensed Matter Physics - 020, University of Belgrade, P. O. Box 522, 11001 Belgrade, Serbia.

5 Department of Experimental Physics, Comenius University, Bratislava, Slovakia.

6 Department of Physics, Faculty of Science, University of Novi Sad, Trg Dositeja Obradovica 4, 21000 Novi Sad, Serbia.

*rahmonov@theor.jinr.ru, §shukrinov@theor.jinr.ru

Нами исследована фазовая динамика кольцевой системы параллельных джозефсоновских переходов под воздействием внешнего электромагнитного излучения. Рассчитаны вольт-амперные характеристики и временные зависимости напряжения при различных значениях базового тока. Показано, что при наличии захваченного флюксона условие возникновения ступеньки Шапиро изменяется. Выше ветви, соответствующей захваченному флюксону, ступеньки Шапиро на ВАХ не возникают.

Введение

Одним из интереснейших объектов сверхпроводниковой электроники является кольцевая система параллельных джозефсоновских переходов (ДП) [1-5]. В этой системе наблюдается, в основном, два типа возбуждений, а именно, нелинейные возбуждения в виде кинк-солитона (флюксона) вдоль системы и плазменные волны [1,2]. Хранение и управление флюксонами в длинных ДП [3] лежит в основе создания новых типов элементов логики [4].

Одно из новых логических семейств [5] основывается на использовании движущего флюксона вдоль одномерного массива, в котором джозефсоновские переходы сильно связаны индуктивностью вдоль направления движения флюксона. Динамические состояния системы проявляются на ее вольт-амперной характеристике (ВАХ).

В работах [1,2] продемонстрировано, что резонанс периодического движения захваченного флюксона в кольце с плазменной волной проявляются в виде ветвей на вольт-амперной характеристике системы. Представляет интерес исследование кольцевой системы ДП с введенным флюксонам под воздействием внешнего электромагнитного излучения и проявление ступеньки Шапиро на ВАХ системы.

Динамика данной системы описывается уравнением Френкеля-Конторовой (дискретное уравнение синус-Гордона) [1]:

$$\begin{cases} \frac{dV_n}{dt} = \frac{\varphi_{n+1} - 2\varphi_n + \varphi_{n-1}}{a^2} - \sin \varphi_n - \\ \quad - \alpha \frac{d\varphi_n}{dt} + I + A \sin \omega t \\ \frac{d\varphi_n}{dt} = V_n \end{cases} \quad (1)$$

где φ_n - разность фаз на n -ом ДП, $a = \sqrt{2\pi L_0 I_c / \Phi_0}$ - параметр дискретности, L_0 - геометрическая индуктивность одной ячейки, $\Phi_0 = h/2e$ - квант магнитного потока, $\alpha = \sqrt{\Phi_0 / 2\pi I_c R^2 C}$ - параметр диссипации, C - емкость ДП, R - его дифференциальное сопротивление, I - базовый ток, A - амплитуда тока, создаваемого внешним излучением и ω его частота. Здесь n указывает номер ДП и он меняется в интервале $1 \leq n \leq N$, где N - количество ДП в системе. В этом уравнении время нормировано на обратную плазменную частоту $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c / \Phi_0 C}$, напряжение на $V_0 = \Phi_0 \omega_p / 2\pi$, базовый ток I и амплитуда тока A нормированы на критический ток I_c ДП и частота ω нормирована на ω_p . Для уравнения (2) задаются периодические граничные условия. В этом случае пространственные точки $n=0$ и $n=N+1$ считаются эквивалентными $n=N$ и $n=1$, соответственно. Следовательно, $\varphi_0 = \varphi_N - 2\pi M$ и $\varphi_{N+1} = \varphi_1 + 2\pi M$, где M количество флюксонов, введенных в систему. Алгоритм вычисления вольт-амперной характеристики заключается в следующем. Вначале задаются значения базового тока $I = I_0$ и начальные условия

$\varphi_n(t)|_{t=0}=0$ и $V_n(t)|_{t=0}=0$. Затем, при заданном фиксированном значении тока система уравнений (1) решается численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка в интервале времени $[0, T_{\max}]$ с шагом Δt и, как результат, определяется разность фаз $\varphi_n(t)$ и $V_n(t)$ как функции времени. Далее вычисляется среднее значение напряжения для заданного тока.

Основные результаты

Вольт-амперная характеристика, рассчитанная для кольцевой системы 15 параллельных джозефсоновских переходов с одним введенным флюксоном под воздействием внешнего электромагнитного излучения с частотой $\omega = 4.5$ и амплитудой $A = 1$, представлена на Рис. 1.

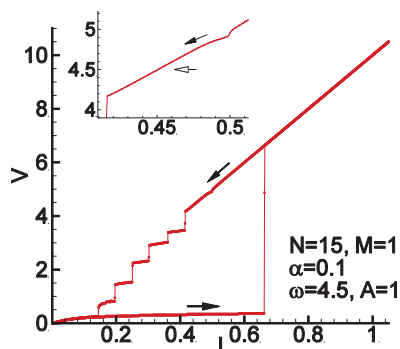


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика кольцевой системы с 15 ДП с одним введенным флюксоном под воздействием внешнего электромагнитного излучения с частотой $\omega = 4.5$ и амплитудой $A = 1$

Она демонстрирует резонансную ветвь, соответствующую захваченному флюксону ($M=1$) и ступеньки нулевого поля, соответствующие образованию флюксон-антифлюксонных пар. Эти ветви возникают в результате резонанса при совпадении джозефсоновской частоты и собственной частоты системы при выполнении условия $V = 2\pi\hbar u / (Na)$ [6], где m -число флюксонов, u - их скорость. Мы обращаем внимание, что ступенька Шапиро отсутствует на данной ВАХ при $V = \omega$ (см. вставку к Рисунку), являющемся условием возникновения ступеньки Шапиро для одиночного ДП.

На Рис.2 представлена увеличенная область ВАХ соответствующей ветви с захваченным флюксоном, рассчитанная при $\omega = 4.5$ и значениях амплитуды внешнего излучения $A = 1$ и $A = 2$. На вставке к этому рисунку видно проявление ступеньки Шапиро, при $V = 0.3$. Данный факт приводит к выводу,

что условие образования ступеньки Шапиро изменяется и принимает вид $V = M\omega / N$. Детальный анализ ВАХ, рассчитанных при других частотах показывает, что при любой частоте выше $V = M\omega / N$ ступеньки Шапиро не образуются [7].

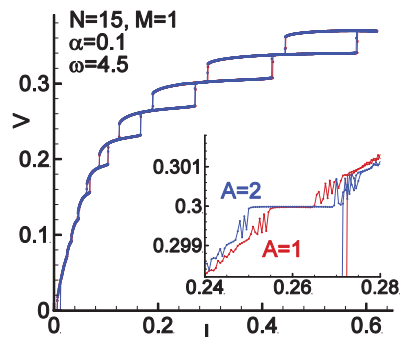


Рис. 3. Увеличенная область ВАХ соответствующей ветви с захваченным флюксоном. На вставке показана область ступеньки Шапиро

Таким образом численные исследования ВАХ кольцевой системы параллельных джозефсоновских переходов под воздействием внешнего электромагнитного излучения показывает, что при наличии захваченного флюксона условие появления ступеньки Шапиро изменяется на $V = M\omega / N$. Выше этого напряжения образование ступенек Шапиро невозможно.

Исследование выполнено в рамках сотрудничества ОИЯИ-Сербия, а также при финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов 18-02-00318 и 18-52-45011-IND. Численные расчеты проведены при поддержке РНФ в рамках проекта 18-71-10095.

Литература

1. J. Pfeiffer, A.A. Abdumalikov, *et. al* // Phys. Rev. B, V. 77, 024511 (2008).
2. A. V. Ustinov, M. Cirillo, B. A. Malomed, // Phys. Rev. B 47, 8357 (1993).
3. M. Cirillo, // J. Appl. Phys. V. 58, 3217 (1985).
4. K. K. Likharev and V. K. Semenov, // IEEE Trans. Appl. Supercond. V 1, 3 (1991).
5. V. K. Semenov, G. V. Danilov, and D. V. Averin, // IEEE Trans. Appl. Supercond. V. 13, 938 (2003).
6. T. A. Fulton and R. C. Dynes, // Solid State Commun. 12 (1973), 57.
7. Yu. M. Shukrinov, I.R. Rahmonov, K. Sengupta, // Physical Review B 99, 224513 (2019).

Использование YBaCuO джозефсоновских генераторов для калибровки резонансных болометров на холодных электронах

Л.С. Ревин^{1,2,*}, А.Л. Панкратов^{1,2,3,§}, Д.В. Мастеров¹, А.Е. Парафин¹,
С.А. Павлов¹, И.В. Ракуть^{2,3}, А.В. Гордеева^{1,2}, В.О. Зброжек², Л.С. Кузьмин^{2,4}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород.

4 Чалмерский технологический университет, Гётеборг, Швеция.

*rls@ipmras.ru, §alp@ipmras.ru

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования джозефсоновских генераторов на основе высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO, применяемых для измерения резонансных свойств одиночной ячейки приемной системы на основе болометров на холодных электронах (БХЭ) с двухщелевой антенной и изогнутыми копланарными линиями, предназначенной для приема сигнала в диапазоне 220-240 ГГц. Исследование резонансных свойств БХЭ, расположенного на плите криостата 0.3К с помощью джозефсоновского генератора, расположенного внутри этого же криостата на 4К плите, позволило получить гладкие амплитудно-частотные характеристики и избежать проблем, ограничивающих использование в подобных задачах комнатных источников.

Введение

Режим генерации ГГц и субТГц сигнала в джозефсоновских контактах является актуальной темой для низкотемпературных сверхпроводников, в то время, как для ВТСП он исследован слабо. В настоящее время вопрос разработки и создания генераторов на основе YBaCuO (YBCO) бикристаллических контактов для калибровки низкотемпературных детекторов вызывает большой интерес исследователей [1]. В данной работе приводятся результаты исследований образцов, изготовленных в ИФМ РАН

Экспериментальные результаты

Образцы распределенных джозефсоновских переходов на основе ВТСП YBaCuO пленок изготовлены с помощью магнетронного напыления методом задающей маски [2-3]. Предварительно на подложку наносилась "задающая" маска, и при дальнейшем напылении сверхпроводящей пленки в модифицированных областях происходил рост изолятора, а в немодифицированных — сверхпроводящей пленки.

Для регистрации излучения длинного бикристаллического контакта использовался образец болометра на холодных электронах (БХЭ) [4-5]. БХЭ представлял собой массив из соединений сверхпроводник - изолятор - нормальный металл - изолятор -

сверхпроводник с наноабсорбером из алюминия с подавленной сверхпроводимостью.

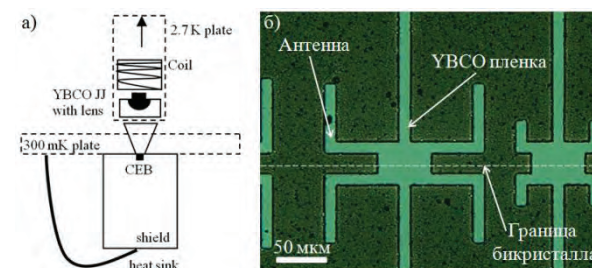


Рис. 1. Схематическое описание эксперимента (а) и фотография образца с несколькими структурами генераторов (б)

На рисунке 1 представлена схема эксперимента (1а), а также фотография структур генераторов (1б). Чип генератора состоял из нескольких джозефсоновских контактов, интегрированных с плоскими дипольными антеннами, рассчитанными и изготовленными на различные диапазоны частот. Подложка с образцом была установлена на кремниевую линзу при температуре 2.5 - 4 К. Магнитное поле, перпендикулярное границе бикристалла, создавалось током, протекающим через катушку из медной или ниобиевой проволоки. Болометр с рупором на обратной стороне кремниевой подложки был помещен на плиту криостата с температурой 300 мК. Поглощающий экран для БХЭ использовался, чтобы избежать переотражений.

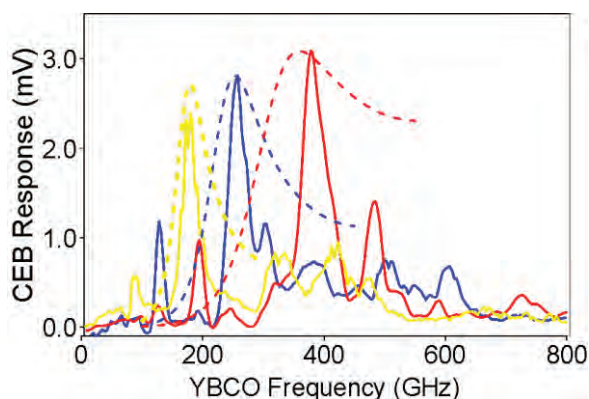


Рис. 2. Отклик болометра на излучение YBCO генераторов с различными антеннами. Пунктирные линии - рассчитанные АЧХ антенн

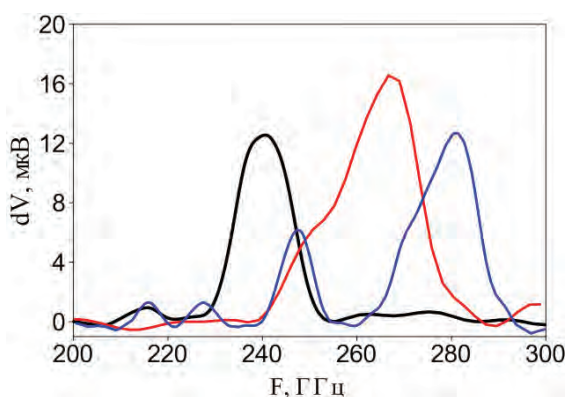


Рис. 3. Отклик трёх различных резонансных структур болометров в зависимости от частоты излучения одного YBCO генератора

Изменяя ток через джозефсоновский контакт, мы регистрировали болометрический отклик (dV_{CEB}), а также напряжение на генераторе YBCO (частоту джозефсоновского излучения $f = 2eV_{\text{YBCO}} / \hbar$). На рисунке 2 показан отклик болометра (поглощенная мощность) для разных генераторов. Видно, что отклик представляет собой основной пик, несколько побочных пиков и пьедестал. Основной пик для каждой из структур определяется антенной системой и позволяет плавно перестраивать генератор на 35-50 ГГц в различной области частот.

Таким образом, для исследования характеристик резонансных болометров выбирались структуры генераторов с перестройкой в нужном диапазоне. Так, для одиночной ячейки приемной системы на

основе болометров на холодных электронах (БХЭ) с двухщелевой антенной и изогнутыми копланарными линиями, предназначенной для приема сигнала в диапазоне 220-240 ГГц и шириной полосы 5% были получены отклики структур на высокочастотное воздействие одной YBCO структуры, рисунок 3. Видно, что все характеристики имеют четко выраженный пик на разных частотах с шириной 6-15 ГГц.

Заключение

Для практических задач исследования криогенных детекторов и болометров в диапазоне 50-600 ГГц джозефсоновские YBCO генераторы являются хорошими кандидатами поскольку обладают малым уровнем Джоулева нагрева, устанавливаются непосредственно рядом с детекторами в криостате и могут быть оптимизированы для работы в любом диапазоне частот.

Работа выполнена при поддержке РФФ №16-19-10468.

Литература

1. E. Stepanov, M. Tarasov, A. Kalabukhov, L. Kuzmin, T. Claeson // *J. Appl. Phys.* 96, 3357 (2004).
2. Masterov, D.V., Parafin, A.E., Revin, L.S., Chiginev, A.V., Skorokhodov, E.V., Yunin, P.A., Pankratov, A.L., // *Supercon. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 2, pp. 025007, 2017.
3. Revin, L.S., Pankratov, A.L., Masterov, D.V., Parafin, A.E., Pavlov, S.A., Chiginev, A.V., Skorokhodov, E.V. // *IEEE Trans. on Appl. Supercon.* vol. 28, no. 7, pp. 1100505, 2018.
4. Kuzmin, L., Hoste, S., Ausloos, M. // *8th European Conference on Applied Superconductivity.* 2008. vol. 97, pp. 17.
5. A.V. Gordeeva, V.O. Zbrozhek, A.L. Pankratov, L.S. Revin, V.A. Shamporov, A.A. Gunbina, L.S. Kuzmin, *Appl. Phys. Lett.*, 110, 162603 (2017).

Исследование термоэлектрического транспорта в джозефсоновских контактах с графеновой прослойкой

М.Р. Саматов¹

¹ МИЭМ НИУ ВШЭ, Таллинская, 34, Москва, 123458.

В данной работе приведены результаты исследования термоэлектрического транспорта в Джозефсоновских контактах с графеновой прослойкой. Рассмотрена СИГИС (сверхпроводник – изолятор – графен – изолятор- сверхпроводник) структура, выведены формулы описывающие процессы в структуре, по ним построены графики. Проведено сравнение теоретических результатов с экспериментальными.

Введение

В 1962 году английский физик Брайан Дэвид Джозефсон предсказал эффект протекания сверхпроводящего тока в контакте сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник. [1] Данное явление было названо в его честь эффектом Джозефсона, а все подобные структуры, в которых наблюдается данный эффект – Джозефсоновскими контактами.

С появление первых прототипов квантовых компьютеров появилась необходимость в изучении данных структур, т.к. кубиты строятся на основе Джозефсоновских контактах.

Основной целью данного исследования является теоретическое рассмотрение Джозефсоновского контакта с графеновой прослойкой. Вначале мы погорим о рассматриваемом сверхпроводниковом контакте. Затем представим формулы и графики описывающие процессы в данном контакте. В конце сравним полученные результаты с экспериментальными.

СИГИС структура

СИГИС структура – соединение сверхпроводник – изолятор – графен – изолятор – сверхпроводник. Графен является полупроводником с нулевой шириной запрещенной зоны, поэтому по свойствам он более схож с нормальным металлом, чем с изолятором. Схема рассматриваемого Джозефсоновского контакта представлена на Рис. 1.



Рис. 1. Схема Джозефсоновского контакта с графеновой прослойкой. Интерфейс – структура изолятор – графен – изолятор. С – сверхпроводник

Данная СИГИС структура состоит из двух больших сверхпроводящих резервуаров, двух сверхпроводящих линий и интерфейса изолятор – графен – изолятор.

При подаче напряжения потечет сверхпроводящий ток. В силу наличия сопротивления в виде интерфейса при увеличении напряжения, будет происходить нагрев структуры вокруг интерфейса. При достижении температуры выше критической T_c , температуры ниже которой металл переходит в сверхпроводящее состояние, вокруг интерфейса начнут появляться зоны нормального металла (Рис. 2). При этом электрический ток через структуру будет больше критического тока $I >> I_C$.



Рис. 2. Схема СИГИС структуры при больших значениях напряжения. T_c – критическая температура. С – сверхпроводник

Теория

Электрически ток через СИГИС структуру можно записать в виде:

$$I = \frac{V}{R} + \gamma \frac{\Delta_L(T_L) + \Delta_R(T_R)}{2eR} \quad \#(1)$$

где Δ - сверхпроводящая щель [2,3] (Δ_L – слева от интерфейса, Δ_R – справа от интерфейса), R – сопротивление интерфейса, V – напряжение, T_L, T_R – температура в левой и правой части, γ – безразмерная константа. К примеру, если структура имеет только один канал с вероятностью передачи τ , тогда

$$\gamma = \frac{\tau}{1-\tau} \left(1 - \frac{\tau^2}{2\sqrt{1-\tau}(2-\tau)} \ln \frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} \right) \quad \#(2)$$

При повышении напряжение, повышается ток и температура. Критический ток, выше которого присутствуют зоны нормального состояния, определяется формулой

$$I_c = \frac{\pi\Delta}{2eR} \max_{\varphi} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1-\tau \sin^2 \frac{\varphi}{2}}} \quad \#(3)$$

Я предполагаю, что интерфейс короткий, т.е. электроны, проходящие через него, не успевают взаимодействовать с чем либо. В этом случае мощность $IV/2$ рассеивается в каждой из двух сверхпроводящих линий. Для того, чтобы найти температуру соединения необходимо решить уравнение

$$\frac{4k_B^2\sigma S}{e^2} \frac{d}{dx} \left(T \frac{dT}{dx} \int_{\Delta/2k_B T}^{\infty} dx \frac{x^2}{\cosh^2 x} \right) = 0 \quad \#(4)$$

Здесь σ – проводимость линий, S – площадь поперечного сечения. Далее будем рассматривать прямоугольную форму структуры с длиной L . Тогда полное сопротивление $R_{lead} = L / \sigma S$. Интерфейс располагается в координате $x = 0$. Когда $x = L$ температура эквивалента температуре резервуаров T_b , $T(L) = T_b$. Тогда граничное условие для уравнения 4 при $x = 0$

$$\frac{4k_B^2\sigma S}{e^2} T \frac{dT}{T} \int_{\Delta/2k_B T}^{\infty} dx \frac{x^2}{\cosh^2 x} \Big|_{x=0} = -\frac{IV}{2} \quad \#(5)$$

Интегрируем уравнение от $x = 0$ до $x = L$

$$\int_0^T dT T \int_{\frac{\Delta(T)}{2k_B T}}^{\infty} dx \frac{x^2}{\cosh^2 x} - \int_0^{T_b} dT T \int_{\frac{\Delta(T)}{2k_B T}}^{\infty} dx \frac{x^2}{\cosh^2 x} = \frac{IR_{lead} V e^2}{8 k_B^2} \quad \#(6)$$

Заключение

По формуле 1 строим график зависимость тока от напряжения (Рис.3). На графике красной линией показан закон Ома. В начале график электрического тока описывает переход сверхпроводящей линии в нормальное состояние. После того, как линия полностью перейдет в нормальное состояние, график становится параллельным закону Ома, что характеризуется добавочным током $I_{exc} = 0.2$ мкА.

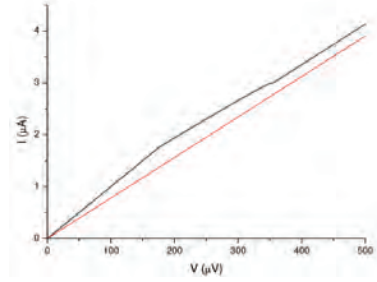


Рис. 3. График зависимости электрического тока от напряжения. Красная линия – закон Ома

Данные электрического тока, полученные в эксперименте приведены на Рис.4.

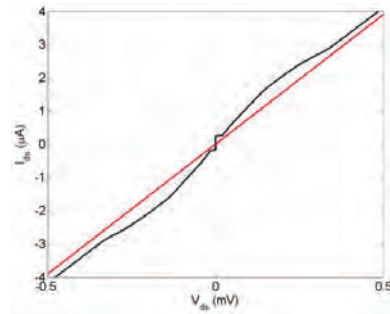


Рис. 4. График тока от напряжения, построенный по результатам эксперимента

Эксперимент проводился при следующих значениях параметров структуры: сопротивление графена $R = 128$ Ом, сверхпроводящая щель $\Delta = 87.5$ μ eV ($= \Delta_L = \Delta_R$). В результате эксперимента получены следующие значения: критический ток $I_c = 260$ нА, добавочный ток при напряжении чуть выше 2Δ составил $I_{exc}^{(1)} = 0.455$ мкА, при больших значениях напряжения $I_{exc}^{(2)} = 0.216$ мкА. Что соответствует полученным теоретическим результатам.

Для расчетов будем использовать параметры, соответствующие эксперименту. Вероятность передачи $\tau = 0.4429$, следовательно по формуле 2 $\gamma = 0.6656$. По формуле 3 получаем критический ток $I_c = 1.222$ мкА, что в 4,7 раза больше экспериментального.

На Рис. 5 приведен график зависимости температуры сверхпроводящих линий T_s от напряжения (формула 6). На данном графике красной горизонтальной прямой обозначена

критическая температура $T_C = 580$ мК, достигается при напряжении $V_C = 350$ мкВ.

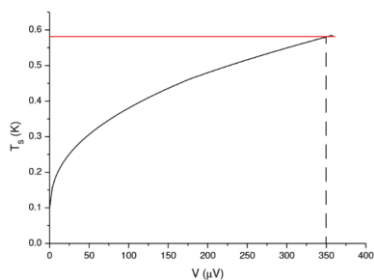


Рис. 5. График зависимости температуры сверхпроводящих линий от напряжения. Красная линия – критическая температура $T_C=580$ мК

Теория

1. B.D. Josephson. "Possible new effects in superconductive tunnelling". Phys. Lett. 1 (7): 251–253.
2. Bardeen, J.; Cooper, L. N.; Schrieffer, J. R. "Microscopic Theory of Superconductivity". Physical Review. 106 (1): 162–164.
3. Bardeen, J.; Cooper, L. N.; Schrieffer, J. R. "Theory of Superconductivity". Physical Review. 108 (5): 1175–1204.

Триплетный эффект близости в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик с неодносвязной геометрией

А.В. Самохвалов^{1*}, J.W.A. Robinson², А.И. Буздин³

1 Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia.

2 Department of Materials Science and Metallurgy, University of Cambridge, CB3 0FS Cambridge, United Kingdom.

3 University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France.

*samokh@ipmras.ru

С помощью линеаризованных уравнений Усаделя изучено зарождение сверхпроводимости в тонком сверхпроводящем кольце на поверхности ферромагнетика с равномерной намагниченностью в плоскости и спин-активным S/F интерфейсом. Выполнены расчеты критической температуры T_c сверхпроводящего перехода во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости кольца. Показано, что обменное поле ферромагнетика индуцирует переходы между состояниями с различным значением орбитального момента L (завихренности), которые сопровождаются осцилляциями T_c и аналогичны осцилляциям Литтла-Паркса. Изучено влияние дальнедействующих спин-триплетных корреляций на условия возбуждения вихревых состояний и переходы между ними.

Отличительной особенностью неодносвязных гибридных SF структур с эффектом близости (тонкое сверхпроводящее кольцо на поверхности ферромагнетика) является возможность возбуждения в таких структурах вихревых состояний с отличным от нуля орбитальным моментом L даже при отсутствии внешнего магнитного поля [1]. Затухающие на масштабе $\xi_f = \sqrt{\hbar D_f / \hbar}$ (D_f -коэффициент диффузии в ферромагнитном металле) колебания амплитуды синглетных сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике в направлении, перпендикулярном SF границе индуцируют дополнительную фазовую модуляцию сверхпроводящего параметра порядка $\Delta \sim e^{-iL\theta}$ в азимутальном θ направлении. Конкуренция орбитального (для $L \neq 0$) и обменного механизмов подавления синглетной сверхпроводимости приводит к переходам между состояниями с различным значением L , которые сопровождаются немонотонной зависимостью критической температуры T_c сверхпроводящего перехода FS структуры от радиуса кольца R_1 и обменного поля h .

В докладе приведены результаты теоретических исследований особенностей эффекта Литтла-Паркса (периодические колебания критической температуры T_c полого сверхпроводящего цилиндра в приложенном магнитном поле H [2]), связанных с генерацией дальнедействующих спин-триплетных корреляций в окрестности SF границы [3]. Подобные парные корреляции с суммарной проекцией спина $S_z = \pm 1$ возникают на спин-

активной SF границе и/или при наличии неоднородности обменного поля.

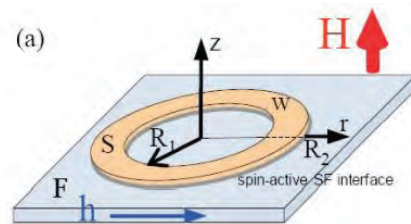


Рис. 1. Сверхпроводящее кольцо на поверхности ферромагнетика с однородным обменным полем h

Обсудим ожидаемое влияние дальнедействующих спин-триплетных корреляций на осцилляции Литтла-Паркса в сверхпроводящем кольце шириной w , предполагая $R_1 \gg \xi_f \gg w$. В отсутствие ферромагнетика, критическая температура T_c перехода кольца в сверхпроводящее состояние максимальна при значениях магнитного поля, определяемых соотношением

$$H_n = \frac{\Phi_0 n}{\pi R_1^2 [1 + (w/2R_1)^2]}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

где $\Phi_0 = \pi \hbar c / |e|$ - квант магнитного потока. При отсутствии дальнедействующих спин-триплетных корреляций, в ферромагнетике под кольцом возникает область наведенной сверхпроводимости шириной $w_s \approx w + 2\xi_f \ll R_1$. В результате период осцилляций Литтла-Паркса $\Delta H^S = H_n - H_{n-1}$ незначительно меняется и появляется плавная моду-

ления амплитуды осцилляций, вызванная действием обменного поля [4].

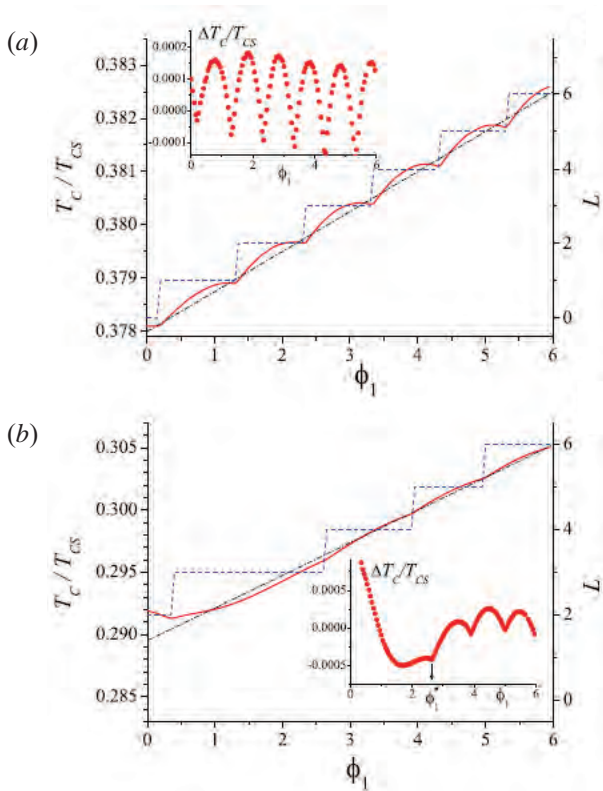


Рис. 2. Зависимость критической температуры T_c (сплошная линия) и орбитального числа L (штриховая линия) от магнитного потока ϕ_1 ($\delta_b > \delta_a$). На вставке показана зависимость $\Delta T_c(\phi_1) = T_c(\phi_1) - (a + b\phi_1)$ (линейная зависимость $a + b\phi_1$ показана штрих-пунктиром)

При появлении парных корреляций с проекцией спина $S_z = \pm 1$, затухающих на масштабе $\xi_n = \sqrt{\hbar D_f / 2\pi T_{cs}} \sim R_1$, наведенная в F слое сверхпроводимость существует в диске радиуса $w_t \sim 2\xi_n$. Это приведет к качественному изменению зависимости $T_c(H)$. Присутствие дальнедействующих спин-триплетных корреляций способствует возникновению в гибридной SF структуре продольной к SF границе ЛОФФ неустойчивости, характерным признаком которой является ухудшение экранирующей

свойств структуры [5]. Проявление продольной ЛОФФ неустойчивости должно быть особенно заметным, если $R_1 \gg \xi_f$, когда механизм переходов между состояниями с различным значением L из-за осцилляций амплитуды синглетной парной функции подавлен.

Таким образом, наблюдение необычного поведения осцилляций Литтла-Паркса может служить свидетельством присутствия дальнедействующих спин-триплетных корреляций в гибридной структуре. На рисунке 2 приведены результаты расчетов зависимости критической температуры T_c от магнитного потока через кольцо $\phi_1 = \pi R_1^2 H / \Phi_0$ для $R_1 \gg \xi_f$ при двух значениях параметра δ , характеризующего эффективность генерации спин-триплетных корреляций. Преобладание спин-триплетных корреляций в структуре приводит к подавлению осцилляций критической температуры T_c при малых значениях магнитного потока.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (грант №18-02-00390) и РНФ (грант №20-12-00053).

Литература

1. A.V. Samokhvalov, A.S. Mel'nikov, A.I. Buzdin // Phys.Rev B, V. 76, 184519 (2007).
2. W.A. Little, R.D. Parks // Phys. Rev. Lett., V.9, 9 (1962); Phys. Rev., 133, A97 (1964).
3. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov // Phys. Rev. Lett., V. 86, 4096 (2001); A. Kadigrobov, R.I. Shekhter, M. Jonson // Europhys. Lett., V.54, 394 (2001).
4. A. V. Samokhvalov, et al. // Phys. Rev. B, V.79, 174502 (2009).
5. S. Mironov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // Phys. Rev. Lett., V.109, 237002 (2012); S. Mironov, et al. // Phys. Rev. Lett., V.121, 077002 (2018);

Функциональные наноструктуры сверхпроводник-ферромагнетик для спинтроники

А.С. Сидоренко^{1,2*}, В. Боян¹, Ю.Б. Савва², А.Ю. Федотов^{3,4}, А.В. Вахрушев^{3,4,§}

1 Институт Электронной Инженерии и Нанотехнологий имени Д. Гицу, Молдова, МД-2028, г. Кишинев, ул. Академическая, 3/3.

2 Орловский государственный университет имени И.С. Тургенева, Россия, 302026, г. Орел, ул. Комсомольская, 95.

3 Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук, Россия, 426067, г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34.

4 Ижевский государственный технический университет имени М.Т. Калашникова, Россия, 426069, г. Ижевск, ул. Студенческая, 7.

*anatoli.sidorenko@kit.edu, §vakhrushev-a@yandex.ru

Работа посвящена исследованию процессов формирования и анализу параметров функциональной наноструктуры - сверхпроводящего спинового вентиля, представляющего собой многослойную структуру, состоящую из ферромагнитных нанопленок кобальта, разделенных пленками сверхпроводника ниобия. Исследования проводились при помощи моделирования методом молекулярной динамики. Рассмотрены атомарная структура отдельных нанослоев системы. Особое внимание уделено анализу атомарной структуры контактных областей, поскольку качество границы раздела слоев играет решающую роль в создании работоспособного устройства. Реализованы три температурных режима осаждения: 300, 500 и 800 К. Расчеты показали, что при увеличении температуры наблюдается перестроение структуры слоев системы и их разрыхление. Полученные результаты моделирования могут быть использованы как при разработке, так и оптимизации технологий формирования спиновых вентиля и других функциональных элементов спинтроники.

Введение

Развитие нанотехнологий привело к возникновению специального раздела квантовой электроники - спинтроники [1]. Основой систем в спинтронике служат гетероструктуры, состоящие из ферромагнетиков, сверхпроводников и нормальных металлов [2], что предполагает создание многослойных наноконструктов, образованных нанопленками. Целью настоящего исследования является анализ процессов формирования и структуры сверхпроводящего спинового вентиля на основе многослойной наноструктуры «сверхпроводник (ниобий)-ферромагнетик (кобальт)».

Математическая модель и постановка задачи

Изготовление образца происходит вакуумным осаждением материала пленок. В общем случае наносистема содержит более 20 слоев, но процессы их формирования, а также их структурные особенности подобны. Исследование контактного слоя между сверхпроводящими и ферромагнитными материалами осуществлялось методом молекулярной динамики, при этом рассматривался как сам процесс формирования нанослоев, так и полученная результирующая структура, образованная атомами внутри многослойного наноконструкта. Основу метода молекулярной динамики составляет уравнение дви-

жения Ньютона, которое решается для каждой элементарной частицы:

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = - \nabla U(\mathbf{r}) + \mathbf{F}_{ex}, \quad \mathbf{r}_i(t_0) = \mathbf{r}_{i0}, \quad \frac{d\mathbf{r}_i(t_0)}{dt} = \mathbf{V}_{i0}, \quad i = 1, K, N \quad (1)$$

где N – общее число атомов наносистемы; m_i – масса i -го атома; $\mathbf{r}_{i0}, \mathbf{r}_i(t)$ – начальный и текущий радиус-векторы i -го атома соответственно; $U(\mathbf{r})$ – потенциальная энергия или потенциал системы, зависит от взаимного расположения всех частиц; $\mathbf{V}_{i0}, \mathbf{V}_i(t)$ – векторы скорости в начальный и текущий момент; $\mathbf{r}(t) = \{\mathbf{r}_1(t), \mathbf{r}_2(t), \dots, \mathbf{r}_K(t)\}$ – обобщающая переменная, указывает на зависимость от всех координат атомов; \mathbf{F}_{ex} – сила внешней среды, служит в том числе и для поддержания постоянной температуры.

Для определенности решения уравнения молекулярной динамики необходимо наличие уточняющих условий, в качестве которых в (1) выступает указание начальных координат и скоростей для всех атомов.

Результаты и их анализ

На рисунке 1 проиллюстрирован послойный анализ гетероструктуры Nb/Co в вертикальном относительно подложки направлении.

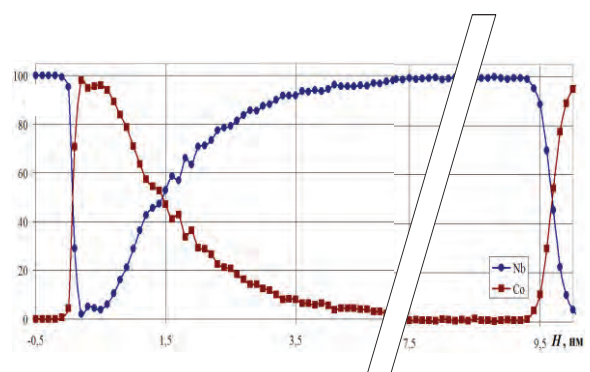
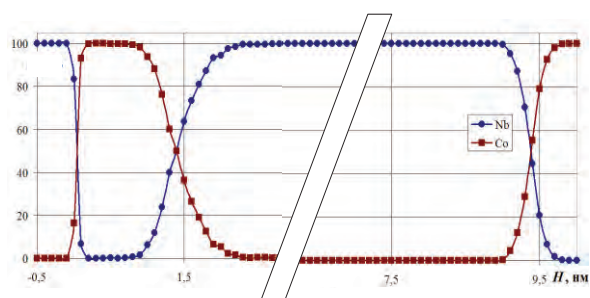
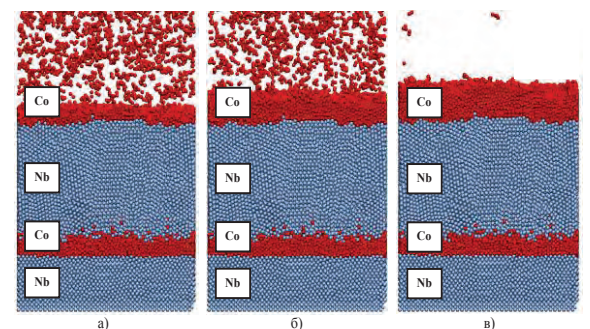


Рис. 1. Осаждение гетероструктуры из ниобия и кобальта при температуре 300 К, время напыления а) 0,1 нс, б) 0,2 нс и в) 0,4 нс (верхняя панель).

Процентный состав многослойного нанокompозита Nb/Co, сформированного при температуре 300 К (средняя панель)

Процентный состав многослойного нанокompозита Nb/Co, сформированного при температуре 800 К (нижняя панель).

В качестве ординаты на графиках указана доля атомов определенного типа, попавшая в тонкий горизонтальный слой толщиной 0,1 нм. Для большей информативности доля атомов отнесена к их

общему количеству в текущем слое. Осаждение слоев, соответствующих поочередно чередующимся элементам, Nb и Co, привело к формированию в нанокompозите контактных слоев - интерфейсов сверхпроводник-ферромагнетик. Области контакта характеризуются сменой структуры и наличием смешанного состава. Первая зона контакта ниобий-кобальт имеет наименьшую размытость, так как формирование первой нанопленки происходит на ровной поверхности подложки. Остальные слои начинают осаждаться на рельефную структуру, образованную на предыдущей стадии моделирования, поэтому рост второй и последующих нанопленок сопровождается протяженными контактными областями. Анализ структуры данных слоев показывает также, что ниобий формируется кристаллическими областями различной направленности. Образование кристаллитов происходит с временным отставанием от поверхностного слоя. Данный эффект связан с последующим перестроением атомов и стремлением их занять энергетически более выгодное состояние. Для нанопленок кобальта характерно строение близкое к аморфному.

В работе были проведены еще две серии вычислительных экспериментов, в которых исследовалось формирование аналогичных гетероструктур при более высоких температурах (500 и 800 К, показанных на рисунке 1 - нижняя панель). Полученные результаты свидетельствуют о существенной зависимости процессов формирования многослойных нанокompозитов, их контактных областей, а также состава и строения слоев от температуры, при которой происходит формирование многослойной наносистемы.

Работа выполнена в рамках проекта HORIZON-2020 Twinning «SPINTECH» (№810144).

Литература

1. Krupa M.M. Spintronics. Problems and prospects of practical application // Advantage Engineering Technologies. 2007. V. 2, 1 (2007).
2. Sidorenko A.S.// Fizika Nizkikh Temperatur. V.43, 962 (2017).

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы с разрешением числа фотонов и увеличенной входной апертурой

К.В. Смирнов^{1,2*}, М.А. Мошкова^{1,2}, А.В. Антипов^{1,3}, П.В. Морозов³,
А.В. Дивочий³, Ю.Б. Вахтомин^{1,3}

1 Московский Педагогический Государственный университет, ул. Малая Пироговская, 29, Москва, 119435.

2 Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова НИУ ВШЭ, ул. Таллинская, 34, Москва, 123458.

3 ООО «Сверхпроводниковые нанотехнологии» (СКОНТЕЛ), ул. Россолимо, 5/22-1, Москва, 119435.

*skv@rplab.ru

Созданы сверхпроводниковые NbN однофотонные приемники различающие количество фотонов в коротком импульсе излучения. Системная квантовая эффективность для приемников с одномодовым и многомодовым вводом излучения составила 86% и 47% соответственно при уровне темновых отсчетов не превышающем 100 c^{-1} . Исследованы временные параметры приемников, а также вероятность их каскадного переключения.

Введение

Детекторы с разрешением числа фотонов (или PNR детекторы – photon number resolving detectors) представляют значительный интерес и играют ключевую роль в целом ряде применений в области квантовых оптических технологий, например, для восстановления статистики произвольного источника излучения, в квантовой оптической связи и квантовой криптографии, в квантовых вычислениях, в ЛИДАР системах и др. [1-4]. Наиболее интересным для применений является детектор, который сочетал бы однофотонную чувствительность с линейно зависимым от числа фотонов откликом в широком диапазоне мощности излучения [5], а также имел бы высокое значение эффективности, низкий уровень ложных срабатываний, хорошее временное разрешение и предельно высокую скорость счета фотонов.

Среди существующих однофотонных детекторов наиболее лучшую совокупность параметров демонстрирует сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD – superconducting single photon detector) [6] обладающий квантовой эффективностью близкой к 1 [7], пикосекундным временным разрешением [8], гигагерцовой скоростью счета [9], предельно низким (до 0.01 c^{-1}) уровнем темновых срабатываний [10]. Указанные характеристики получены для SSPD интегрированного со стандартным одномодовым волокном в качестве оптического ввода излучения. С открытием возможности использования SSPD, состоящего из нескольких секций, как PNR детектора [11], многие научные груп-

пы были вовлечены в развитие этих технологий. В этой работе мы представляем последние достижения нашей группы по созданию PNR SSPD.

PNR SSPD сопряженный с одномодовым волокном

Нами создан PNR SSPD состоящий из четырех параллельно соединенных секций, каждая из которых являлась полоской сверхпроводящего NbN толщиной $\sim 7 \text{ нм}$ и шириной $\sim 120 \text{ нм}$ свернутой в меандр и равномерно распределенной по активной площади детектора размером $15 \cdot 15 \text{ мкм}^2$. Плотность заполнения активной области детектора сверхпроводником составила 0.6. Такая топология позволила минимизировать влияние на квантовую эффективность отдельной секции детектора вследствие пространственной неоднородности излучения на выходе оптоволокну, сопряженного с PNR SSPD. Измеренные на длине волны 1550 нм зависимости системной квантовой эффективности (SDE), т.е. эффективности приведенной ко входу одномодового волокна с диаметром светопроводящей сердцевины 9 мкм и уровня темновых отсчетов (DC) приемника от тока смещения (I_b) представлены на рис.1. Измерения были выполнены при $T=2.1 \text{ К}$ с использованием рефрижератора замкнутого цикла Sumitomo RDK-101DL. Для уровня $DC=100 \text{ c}^{-1}$ SDE приемника составила 86%.

Проведенное измерение вероятности одновременного срабатывания 2^x , 3^x и 4^x секций детектора с импульсным источником излучения подчиняюще-

гося статистике Пуассона демонстрирует полностью ожидаемые значения.

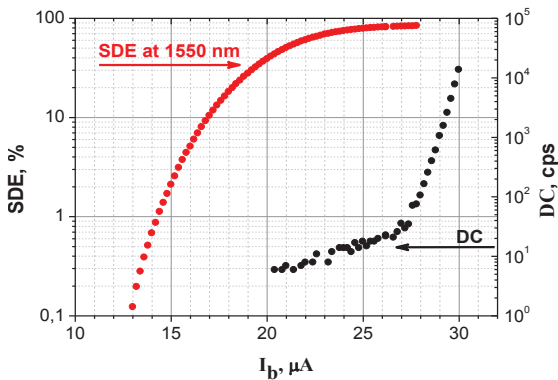


Рис. 1. Зависимости SDE и DC однофотонного приемника с одномодовым вводом излучения от I_b

PNR SSPD сопряженный с многомодовым волокном

Нами также был изготовлен NbN PNR SSPD с параметрами указанными выше, но с активной областью размером 40-40 мкм². Этот детектор был сопряжен со стандартным многомодовым волокном с диаметром светопроводящей сердцевины 50 мкм и также установлен в машину замкнутого цикла с минимальной температурой 2.1 К.

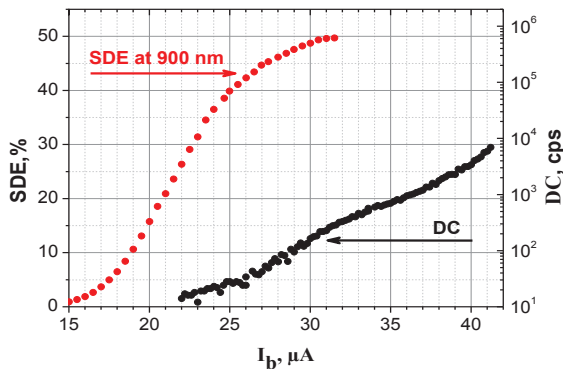


Рис. 2. Зависимости SDE и DC однофотонного приемника с многомодовым вводом излучения от I_b

Результаты измерения его системной квантовой эффективности (на длине волны 900 нм) и уровня темновых отсчетов в зависимости от тока смещения представлены на рис.2. SDE при токе смещения, соответствующем $DC=100 \text{ c}^{-1}$, составила 47 %. Другие измеренные параметры приемника: мертвое время — 22 нс, временная нестабильность возникающего при поглощении фотона импульса напря-

жения (jitter) — 130 пс. Указанные значения уступают лучшим значениям, полученным для SSPD приемников с одномодовым вводом излучения, но превосходят аналогичные для ближайших конкурентов — лавинных фотодиодов и фотоэлектронных умножителей.

Для обоих типов PNR SSPD (с одномодовым и многомодовым вводом излучения) нами была измерена величина каскадного переключения — самопроизвольного срабатывания детектора после детектирования первичного фотона. Эта величина составила менее 2 %.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 18-12-00364.

Литература

1. F. E. Becerra, Jingwen Fan, Alan Migdall // *Nature Photonics*, V. 9, N. 1, 48 (2015).
2. E. Knill, R Laflamme, G J Milburn // *Nature*, V. 409, 46-52 (2001).
3. M. Schmidt *et al.* // *Journal of Low Temp. Physics*, V. 193, 1243 (2018).
4. A. Meda *et al.* // *Journal of Optics*, V. 19, N. 9, 094002, (2017).
5. F. Mattioli *et al.* // *Sup. Science and Technology*, V. 28, N. 10, 104001 (2015).
6. G. N. Gol'Tsman *et al.* // *Applied physics letters*, V. 79, N. 6, 705-707 (2001).
7. K. Smirnov *et al.* // *Sup. Science and Technology*, V. 31(3), 035011 (2018).
8. J. Zichi *et al.* // *Optics Express*, V. 27, N. 19, 26579 (2019).
9. A. Verevkin *et al.* // *Journal of Modern Optics*, V. 51, N. 9-10, 1447 (2004).
10. H. Shibata *et al.* // *IEEE Trans. on Applied Superc.*, V. 27, 1 (2016).
11. A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld *et al.* // *Nature Photonics*, V. 2(5), 302 (2008).

Влияние магнитных возбуждений и нематического упорядочения на транспортные и микроволновые свойства халькогенидов железа

Ю.И. Таланов^{1,*}, И.И. Гимазов¹, Н.М. Лядов¹, Д.А. Чареев², А.Н. Васильев³

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, Сибирский тракт, д.10/7, Казань, 420029.

² Институт экспериментальной минералогии РАН, ул. Академика Осипьяна, д.4, Черноголовка, 142432.

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д.1, Москва, 119991.

*talanov@kfti.knc.ru

В работе исследовано поведение удельного электрического сопротивления $\rho(T)$ и амплитуды микроволнового поглощения $A_m(T)$ в кристаллах халькогенидов железа (FeSe , $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$, $\text{FeSe}_{1-y}\text{S}_y$) с изменением температуры и магнитного поля. Анализ полученных результатов и сопоставление их с литературными данными по изучению этих соединений с помощью дифракции нейтронов и ядерного магнитного резонанса дают основание предположить, что флуктуации нематического параметра порядка оказывают влияние на амплитуду микроволнового поглощения.

Введение

Селенид железа FeSe – очень простое с химической точки зрения соединение, которое обладает большим набором интересных физических свойств. (1) Ниже температуры 9К – это сверхпроводник. (2) При нормальном давлении FeSe не образует магнитоупорядоченного состояния, однако, в широком диапазоне температур (от критической температуры T_c до $\sim 200\text{K}$) существуют магнитные корреляции (флуктуации), которые были обнаружены нейтронной дифрактометрией [1]; их интенсивность с понижением температуры существенно возрастает. (3) При температуре $T_s \approx 90\text{K}$ происходит структурный переход с изменением тетрагональной кристаллической решетки ($T > T_s$) на орторомбическую ($T < T_s$). Одновременно ниже T_s возникает нематически упорядоченное состояние, которое характеризуется анизотропией в базисной плоскости с периодом 180° таких физических свойств, как сопротивление [2] и магнитная восприимчивость [3]. Орторомбическая структура стимулирует образование системы двойниковых доменов, в которых неравные друг другу оси a и b повернуты на 90° . Связанная с этими осями анизотропия проводимости приводит к тому, что сигнал магнитного резонанса ядер ^{77}Se расщепляется на два из-за большой разности сдвигов Найта [4]. Исследование отражения поляризованного света методом “ultrafast pump probe” показало, что выше T_s , где нет дальнедействующего нематического упорядочения, нематический параметр порядка суще-

ствует в форме короткоживущих флуктуаций [5]. Температуры, при которых удается обнаружить эти флуктуации, достигают 200-250К.

В опубликованной ранее статье [6] мы сообщали о влиянии короткоживущих возбуждений (флуктуаций) на микроволновое поглощение (МВП) в кристаллах FeSe и $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$. Было сделано предположение о том, что эти возбуждения имеют либо магнитный, либо нематический характер. В настоящей работе, используя дополнительные экспериментальные данные сделана попытка выяснение природы этих возбуждений.

Результаты и обсуждение

В работе исследованы монокристаллы чистого селенида железа (FeSe), а также образцы, в которых часть селена заменена на теллур ($\text{FeSe}_x\text{Te}_{1-x}$) или серу ($\text{FeSe}_{1-y}\text{S}_y$). Кристаллы выращивались методом кристаллизации из раствора в расплаве [7].

Для измерения микроволнового поглощения использовался стандартный спектрометр ЭПР BER-418s фирмы BRUKER, работающий на частоте около 9.5 ГГц. Сопротивление кристаллов измерялось четырехконтактным методом на постоянном токе 3 мА в том же температурном диапазоне, что и МВП ($7 \div 300\text{K}$). Так как измеряемая спектрометром амплитуда МВП A_{mva} в отсутствие сверхпроводимости и флуктуаций пропорциональна тепловому рассеянию носителей тока в скин-слое проводящего материала, то путем сравнения температурной за-

висимости $A_{mwa}(T)$ и удельного сопротивления $\rho^{1/2}(T)$ флуктуационный вклад в МВП может быть выделен. Особенности экспериментальной техники и процедуры измерений можно найти в работе [6].

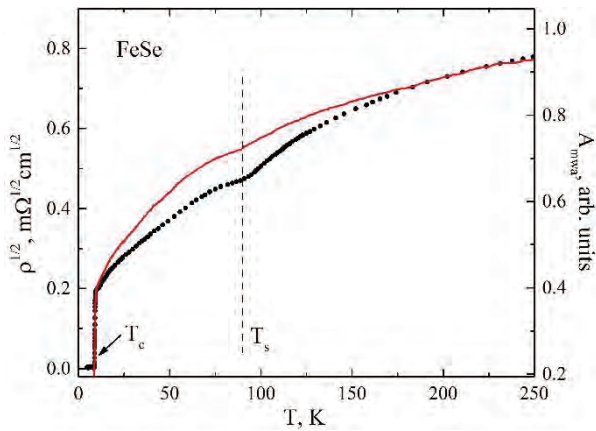


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления $\rho^{1/2}$ (черные кружки) и микроволнового поглощения A_{mwa} (сплошная красная линия) в кристалле FeSe

На Рисунках 1 и 2 черными точками показан температурный ход удельного электрического сопротивления кристаллов FeSe и $\text{Fe}_{1.19}\text{Te}_{0.91}\text{Se}_{0.09}$. В образце FeSe (Рис.1) зависимость $\rho^{1/2}(T)$ имеет положительный наклон в диапазоне температур выше T_c . В области структурного перехода ($T_s \approx 90\text{K}$) наблюдается явный изгиб. При переходе в сверхпроводящее состояние ($T_c \approx 9\text{K}$) происходит резкий спад сопротивления до нуля. Функция $A_{mwa}(T)$ (красная сплошная линия на Рис.1) имеет такие же особенности, что свидетельствует о связи микроволнового поглощения с омическими потерями. Если подобрать масштаб и положение величины $A_{mwa}(T)$ так, чтобы она ложилась на функцию $\rho^{1/2}(T)$ при высоких температурах, то на значительном интервале температур обе величины будут изменяться синхронно. Ниже температуры $T' \approx 170\text{K}$ эти функции расходятся. Это говорит о том, что величина A_{mwa} имеет здесь дополнительный вклад по сравнению с величиной $\rho^{1/2}$. Можно предположить, что этот вклад обусловлен высокочастотными возбуждениями, которые не проявляют себя в измерениях на постоянном токе.

Температурный ход функций $\rho^{1/2}(T)$ и $A_{mwa}(T)$ кристалла $\text{Fe}_{1.19}\text{Te}_{0.91}\text{Se}_{0.09}$ (Рис.2) отличается от такового в FeSe отрицательным наклоном при $T > T_c$ и отсутствием аномалии, обусловленной структурным переходом. Расхождение двух функций наблюдается в интервале температур от 30 до 200K.

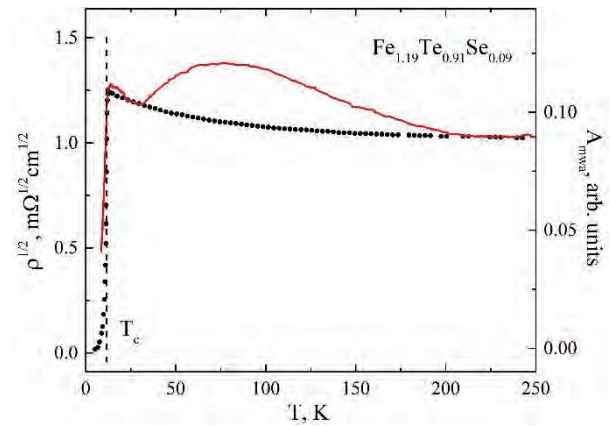


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления $\rho^{1/2}$ (черные кружки) и микроволнового поглощения A_{mwa} (сплошная красная линия) в кристалле $\text{Fe}_{1.19}\text{Te}_{0.91}\text{Se}_{0.09}$

Чтобы сделать заключение о природе флуктуаций, которые дают вклад в МВП, необходимо учитывать данные об их изменении с температурой. С помощью нейтронных исследований [1] установлено, что интенсивность магнитных флуктуаций монотонно растет с понижением температуры. Что касается нематических флуктуаций, понижение температуры приводит к росту их времени жизни и установлению дальнедействующего нематически упорядоченного состояния при $T < T_s$ в случае FeSe [5]. Поэтому влияние нематических флуктуаций более вероятно по сравнению с магнитными.

Литература

1. Q. Wang, Y. Shen, B. Pan, *et al.*, Nat. Commun. **7**, 12182 (2016).
2. M. A. Tanatar, A. E. Böhmer, E. I. Timmons *et al.*, Phys. Rev. Lett. **117**, 127001 (2016).
3. M. He, L. Wang, F. Hardy *et al.*, Phys. Rev. B **97**, 104107 (2018).
4. S-H. Baek, D. V. Efremov, J. M. Ok, *et al.*, Nat. Materials **10**, 210 (2014).
5. Chih-Wei Luo, Po Chung Cheng, Shun-Hung Wang *et al.*, Quantum Mater. **2**, 32 (2017).
6. И. И. Гимазов, Н. М. Лядов, Д. А. Чареев *et al.*, ЖЭТФ **156**, 98 (2019).
7. D. Chareev, E. Osadchii, T. Kuzmicheva *et al.*, Cryst. Eng. Comm. **15**, 1989 (2013).

СИНИС болометр с микроволновым считыванием

М.А. Тарасов^{1,2*}, С. Махашабде², А.А. Гунбина^{3,4}, Р.А. Юсупов¹, А.М. Чекушкин¹, С.А. Лемзяков^{5,6}, Д.В. Нагирная¹, М.А. Мансфельд^{3,4}, В.Ф. Вдовин^{3,4}, В.С. Эдельман⁵, Д. Винклер², А.С. Калабухов²

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая 11, корп. 7. 125009.

2 Чалмерский технологический университет, Швеция, Гётеборг, SE-412 96.

3 Институт прикладной физики РАН, г. Н. Новгород, ул. Ульянова 46, 603950.

4 Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, ул. Минина, 24, 603950.

5 Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва, ул. Косыгина 2, 119334.

6 Московский физико-технический институт, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9., 141701.

*tarasov@hitech.cplire.ru

Разработан, изготовлен и исследован болометр на основе структуры сверхпроводник-изолятор-нормальный металл-изолятор-сверхпроводник (СИНИС), интегрированный в двойную-щелевую антенну с центральной частотой 90 ГГц со сверхпроводящим считывающим СВЧ-резонатором. Такая элементарная ячейка предназначена для многоэлементной матрицы высокочувствительного радиоастрономического приемника, в котором считывание большого числа каналов производится по одному коаксиальному кабелю вместо сотен проводов и отдельных усилителей в случае использования полупроводниковых усилителей

Введение

Современные приемные системы, разрабатываемые для исследований в области ММ и субММ астрономии, должны обладать низким уровнем собственных шумов. Наиболее чувствительными являются системы на основе сверхпроводниковых болометров. Одной из шумовых компонент в таких инструментах является шум системы считывания сигнала, что является основной проблемой создания матриц с большим числом приемных элементов. Применение систем считывания с большим количеством транзисторных усилителей и с большим числом контактных дорожек и проводов вносят высокий уровень собственных шумов, что усложняет детектирование полезного сигнала.

В связи с этим, для снижения собственных шумов системы, мы объединили СИНИС болометр со сверхпроводящим резонатором считывания. Впервые, такой подход был реализован в работах [1, 2], но объем абсорбера был значительно больше, чем в разрабатываемых нами СИНИС-структурами. Дизайн копланарного резонатора и двойной щелевой антенны аналогичен [3].

Топология и технология изготовления

Планарная двойная щелевая антенна имеет хорошие характеристики направленности в сочетании с

квазиоптическим рупором или диэлектрической линзой.

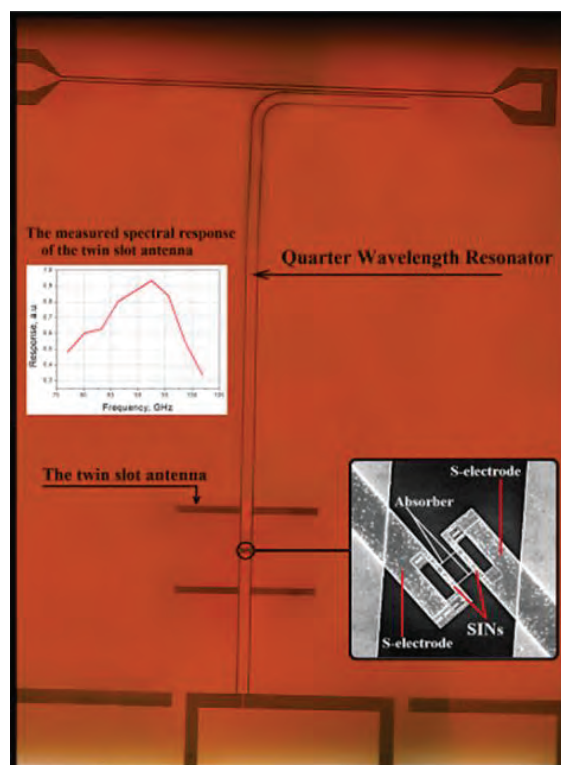


Рис. 1. Фотография изготовленного образца

Антенна, представленная на рисунке 1, имеет две параллельных щели в нижнем слое нитрида ниобия. Эти щели когерентно возбуждаются короткими отрезками копланарных линий с СИНИС болометром в центре. Одна секция копланарной линии

проходит параллельно щели в длинной сверхпроводящей секции, которая функционирует как четвертьволновый резонатор. Этот резонатор закорочен на дальнем конце, а разомкнутый конец замыкается СИНИС болометром в антенне. Резонанс копланарного четвертьволнового резонатора без болометра $Q=232$, $f=5.8$ ГГц и $Q=33$, $f=4.95$ ГГц с болометром (рисунок 2).

Резонатор был изготовлен из слоя нитрида ниобия (NbN) толщиной 50 нм с расчетной кинетической индуктивностью 4 пГн на квадрат. Это позволяет значительно уменьшить геометрическую длину резонатора. Первый слой содержит резонатор, двойную щелевую антенну, выходной резонатор, контактные площадки и соединительные проводники. Пленка из NbN травилась в ионной плазме Cl:Ag. Болометры были сформированы во втором слое методом электронной литографии на двухслойной резистивной маске с последующим напылением под углами сверхпроводящих электродов из алюминия. Нормальный металлический абсорбер представляет собой алюминий, сверхпроводимость которого подавлена тонким (1,2 нм) слоя железа, барьер был сформирован во время окисления первого слоя.

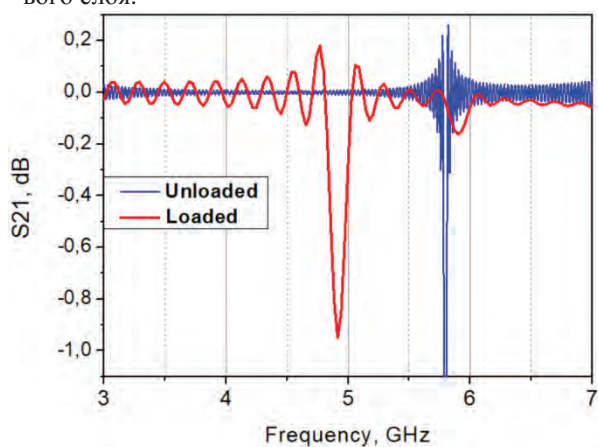


Рис. 2. Резонанс копланарного четвертьволнового резонатора без болометра (unloaded) и с болометром (loaded)

Экспериментальная установка и результаты измерений

Измерения вольт-амперных характеристик проводились в криостате фирмы Oxford Instruments Heliox AC-V при температуре 300 мК. Образцы после этого были измерены с использованием перестраиваемого ЛОВ генератора в диапазоне 75-100 ГГц (измеренный спектральный отклик представлен на рисунке 1). Мы также измерили отклик образца на излучение черного тела с температурой 6 К и 9 К,

представленный на рисунке 3. Соответствующий максимум дифференциального сопротивления изменяется от 50 кОм до 30 кОм. Для копланарной линии с сопротивлением 50 Ом такая нагрузка соответствует добротности 1000 и 300 для темновых и облучаемых случаев соответственно. Изменение импеданса с 30 до 50 кОм легко регистрируется по изменению резонансной частоты и добротности и позволяет проводить СВЧ считывание с частотным разделением каналов.

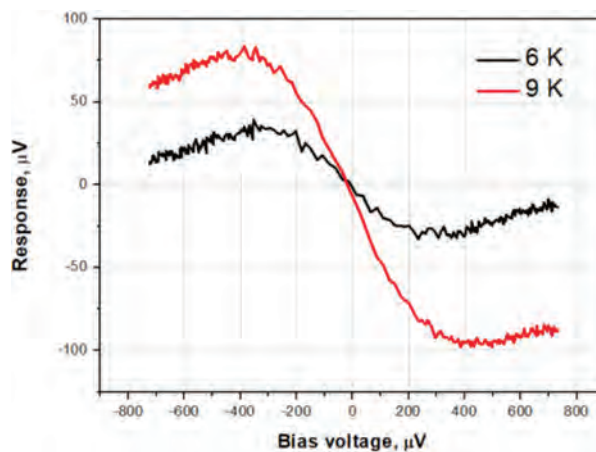


Рис. 3. Отклик на излучение черного тела при температуре 6 К и 9 К

Заключение

Был разработан, изготовлен и экспериментально исследован СИНИС болометр с микроволновой системой считывания. Такой подход позволит осуществлять СВЧ считывание с частотным разделением каналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания ИРЭ РАН (№ 0030-2019-0003) и государственного задания ИПФ РАН (№ 0035-2019-0005). Изготовление и исследование образцов произведено с использованием уникальной научной установки (УНУ №352529).

Литература

1. D.R. Schmidt, *et al.*// Appl. Phys. Lett. V. 86, 053505 (2005)
2. D.R. Schmidt, *et al.*// Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 559, 516-518 (2006)
3. S.V. Shitov, *et al.*// IEEE TAS, V. 27, 2100805 (2017)
4. M. Tarasov, *et al.*// IEEE Trans.Appl.Supercond. V. 21, 12388676 (2011)

Признаки поверхностного магнитного беспорядка в эпитаксиальных пленках нитрида титана

Н.А. Титова¹, Э.М. Баева^{1,2}, Н.А. Савескул¹, А.В. Семенов¹,
С. Саха³, Х. Редди³, С. Богданов³, Э. Маринеро³, В.М. Шалаев³, А. Болтасева³,
В.С. Храпай^{2,4}, А.И. Кардакова^{1,2*}, Г.Н. Гольцман^{1,2}

¹ Московский педагогический государственный университет, 119435, Москва, Россия.

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, Москва, Россия.

³ Университет Пердью, Индиана 47907-2057, США

⁴ Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, Россия

* kardakova@rplab.ru

Мы исследуем эволюцию нормальных и сверхпроводящих свойств эпитаксиальных пленок TiN, характеризующихся высокими значениями параметра Иоффе-Регеля в зависимости от толщины пленки. С уменьшением толщины пленки (d) наблюдается увеличение остаточного удельного сопротивления, в котором доминирует диффузионное рассеяние на поверхности при $d \leq 20$ нм. В то же время, с уменьшением d наблюдается уменьшение критической температуры сверхпроводящего перехода по сравнению с объемным значением TiN. В таких качественных пленках, этот эффект можно объяснить слабым магнитным беспорядком, находящимся в поверхностном слое с характерной плотностью магнитных моментов $\sim 10^{12}$ см⁻². Наши результаты показывают, что поверхностный магнитный беспорядок связан с окисленным слоем TiN.

Введение

Тонкие металлические пленки используются во многих современных технологиях, от нанофотоники и телекоммуникаций при комнатной температуре до сверхпроводящих электронных устройств при криогенных температурах. В практических устройствах критическое значение играет качество тонкой пленки, что представляет собой достаточно многогранную проблему, имеющую дело с разными типами беспорядка, влияющими на электронные свойства металла. Классическим вариантом, например, является влияние парамагнитных примесей на электронные свойства металла при низких температурах, которое приводит к эффекту Кондо [1], подавлению сверхпроводящей щели [2] и резкому усилению неупругого рассеяния [3]. В тонких пленках важным эффектом является возникновение магнитного беспорядка, связанного с вакансиями кислорода, возникающими в естественных окислах на поверхности, и проявляющихся в усилении энергетической релаксации [4, 5], в распаривании [6, 7] и в избыточном шуме магнитного потока [8, 9].

В данной работе мы исследовали эволюцию нормальных и сверхпроводящих свойств от толщины пленки в эпитаксиальных пленках TiN с низким уровнем немагнитного беспорядка, что в терминах параметра Иоффе-Регеля соответствует

$k_F l \sim 480$ [10]. С уменьшением толщины пленки в диапазоне от 200 до 3 нм, мы наблюдаем рост остаточного удельного сопротивления, связанный с доминирующим вкладом поверхностного рассеяния в сопротивление пленки с толщиной менее 20 нм. В то же время в исследуемых пленках наблюдается существенное понижение критической температуры сверхпроводящего перехода по сравнению с объемным значением. В этой работе мы экспериментально и теоретически подтверждаем, что в исследуемых эпитаксиальных пленках TiN этот эффект может быть объяснен слабым магнитным беспорядком, находящимся в поверхностном слое с характерной плотностью магнитных моментов $\sim 10^{12}$ см⁻². Полученные результаты показывают, что магнитный беспорядок в пленках TiN может быть связан с естественным окислом поверхности материала.

Методика эксперимента

Исследуемые пленки TiN были выращены на подложке сапфира с ориентацией (111) методом магнетронного реактивного распыления. При осаждении пленок давление в камере было 5 мТорр и отношение потока Ar:N₂=2:8 sccm.

Поверхностное сопротивление (R_s) пленок при комнатной температуре определялось методом Ван-дер-Пау. Температурная зависимость сопро-

тивления и $RRR = R^{300\text{K}}/R^{10\text{K}}$ измерялась в откачной гелиевой вставке в квази четырехточечной схеме подключения. Сопротивление образцов считывалось с помощью моста Lake Shore 370 AC. При низкой температуре, поверхностное сопротивление при 10 К было получено с использованием выражения $R_s^{10\text{K}} = R_s^{300\text{K}} RRR^{-1}$.

Результаты эксперимента

Исследуемые эпитаксиальные пленки TiN имеют монокристаллическую структуру, что было подтверждено в рентгеноструктурном исследовании и при исследовании поверхности на атомно-силовом микроскопе [10].

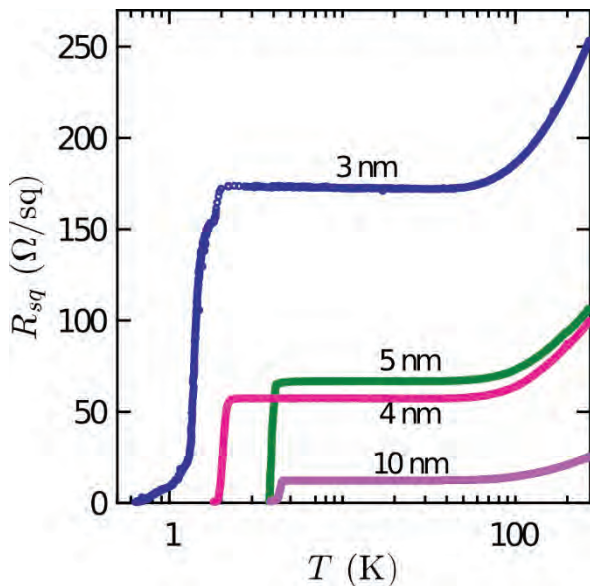


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления для эпитаксиальных пленок TiN разной толщины. Пленки с толщинами 4,5 нм структурированы в мостики Холла, зависимость сопротивления измерена по 4-точечной схеме подключения. Пленки с толщинами 3,10 нм измерены в квази 4-точечной схеме подключения

Исследование температурных зависимостей сопротивления для пленок различной толщины показано на рисунке 1. При уменьшении температуры сопротивление вначале линейно уменьшается, а затем, при температурах ниже 50К, выходит на полку, соответствующую остаточному сопротивлению. Линейная зависимость сопротивления от температуры хорошо согласуется с высокотемпературной асимптотой формулы Блоха –Грюнайзена до температур порядка $T \sim \theta_D/3$, где θ_D – температура Дебая.

Такое металлическое поведение характерно для всех наших образцов и демонстрирует значительный вклад электрон-фононного рассеивания в сопротивление в пленках с толщинами до нескольких нанометров. Более того, высокое значение коэффициента остаточного сопротивления ($RRR=7$ для пленки толщиной 200 нм) подчеркивает высокое качество исследуемого материала. Дальнейший анализ вклада электрон-фононного рассеивания в сопротивление при комнатной температуре как функции толщины также позволил оценить толщину «мертвого» (непроводящего) слоя на поверхности пленок. Данный слой, преимущественно, состоит из оксида титана и оксида нитрида титана.

Для исследования электрон-фононного взаимодействия при низких температурах, мы исследовали 5 образцов с толщинами 20, 5 и 3 нм методом шумовой термометрии [11]. На рисунке 2б продемонстрирована зависимость шумовой температуры (T_N) от Джоулевой мощности на единицу объема (P), возникающей на образце при смещении его постоянным током. Экспериментальная зависимость хорошо описывается законом теплоотвода

$$P = A_{e-ph}(T_N^5 - T_b^5) \quad (1)$$

где A_{e-ph} – параметр электрон-фононной связи, T_b – температура ванны. Показатель степени 5 в этом выражении соответствует случаю чистого металла. Измеренный параметр A_{e-ph} увеличивается при уменьшении толщины от 20 до 3 нм, примерно в 2 раза, если учесть толщину «мертвого» слоя для этих образцов. Отметим, что значение A_{e-ph} прямо пропорционально силе электрон-фононной связи в теории сверхпроводимости БКШ [12]. Таким образом, шумовая термометрия указывает на более сильную связь БКШ в тонких пленках. Этот результат противоположен тренду, который наблюдается в зависимости критической температуры от толщины, но важен в наших обсуждениях сверхпроводящих свойств.

Анализ транспортных исследований в нормальном состоянии позволил нам оценить длину свободного пробега, используя модель Фукса-Зондгеймера, а также произвести оценку плотности носителей заряда (n). Наши оценки для n совпадают с ранее полученными экспериментальными результатами и согласуются с тем, что температура Блоха – Грюнайзена близка к температуре Дебая в нашем анализе электрон-фононного рассеивания.

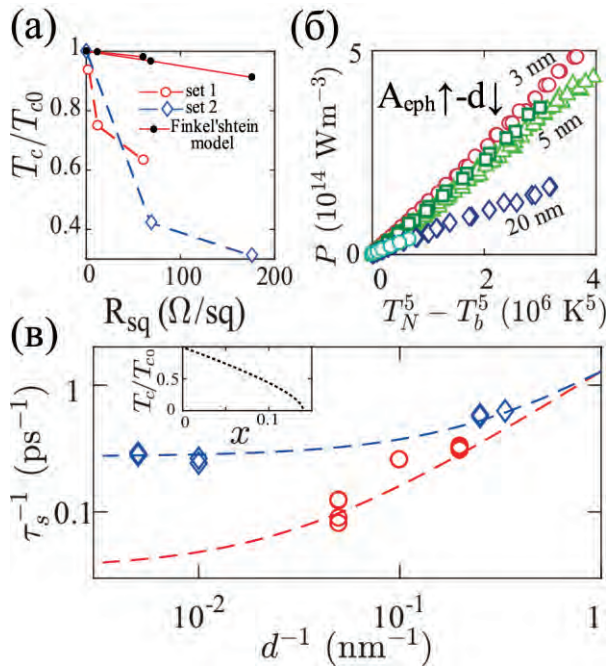


Рис. 2. (а) Зависимость T_c от толщины пленки d в сравнении с механизмом Финкельштейна. (б) Зависимость электрон-фононной релаксации от d . Рассеянное в объеме TiN образца джоулево тепло $P=A_{\text{eph}}(T_N^5 - T_b^5)$, где A_{eph} – электрон-фононная константа связи, T_N – шумовая температура, T_b – температура ванны. (в) Иллюстрация влияния магнитного беспорядка на T_c и рост скорости обменного рассеяния τ_s^{-1} с уменьшением d

Так как исследуемые пленки имеют высокое качество и далеки от перехода сверхпроводник-изолятор, то немагнитный беспорядок не будет влиять на изменение критической температуры с толщиной пленки. При анализе сверхпроводящих свойств в наших образцах, мы уже исключили влияние перехода Березинского-Костерлица-Таулесса и кулоновских взаимодействий [13], приводящих к уменьшению T_c в тонкой грязной сверхпроводящей пленке (рисунок 2а). Также мы исключаем возможные последствия снижения плотности носителей и/или прочность связи БКШ в тонких пленках, поскольку наблюдаемые тенденции в электрон-фононном взаимодействии отсутствуют или противоположны таковым для критической температуры. Наблюдаемое снижение T_c при уменьшении толщины пленки можно объяснить наличием незначительного количества магнитного беспорядка, который дает хорошо известный подавляющий эффект для T_c вследствие рассеяния с переворотом спина [2]. Время рассеяния на магнитных примесях (τ_s) и критическая температура сверхпроводящего пере-

хода связаны через уравнение Абрикосова-Горькова (AG) [2]:

$$\ln(T_{c0}/T_c) = \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{2\pi k_B T_{c0} \tau_s}\right) - \psi\left(\frac{1}{2}\right) \quad (2)$$

где $\psi(x)$ – функция дигаммы, T_{c0} – критическая температура в отсутствии магнитного беспорядка. На вставке рисунка (2 в) пунктирной линией показана зависимость нормированной критической температуры как функция нормализованной частоты рассеяния с переворотом спина $x = \hbar/(2\pi k_B T_{c0} \tau_s)$, определяемой по формуле (2). Эта зависимость используется для нахождения времени τ_s для каждой исследуемой пленки.

В расчетах мы предполагаем, что $T_{c0} = 6 \text{ K}$ для двух наборов наших пленок (синие и красные группы знаков на рис.2). Исходя из этого на рисунке (2 в) показана зависимость частоты рассеяния с переворотом спина от обратного значения толщины пленки. Время τ_s находится в диапазоне 1–15 пс, что примерно на 3 порядка больше по сравнению со временем рассеяния на немагнитном беспорядке, τ_{tr} [10]. Таким образом, мы еще раз исключаем роль немагнитного беспорядка в подавлении критической температуры в тонких пленках.

Из анализа данных видно, что скорость рассеяния с переворотом спина увеличивается с уменьшением толщины, что свидетельствует о том, что магнитный беспорядок доминирует в тонких пленках. Стоит учесть также, что для пленок с толщинами меньше длины когерентности сверхпроводимость становится чувствительна к объемной концентрации магнитных примесей независимо от их распределения в поперечном сечении пленки. Таким образом, зависимость τ_s от d указывает на то, что магнитный беспорядок находится вблизи поверхности.

Используя упрощенную теоретическую модель и данные, представленные на рисунке (2 в), мы можем оценить относительную концентрацию магнитных моментов (N_M), включая вклад объемных (N_b) и поверхностных (N_s) моментов. Для удобства числа N_M , N_b , N_s можно нормировать на размеры для трехмерной (3D) и двухмерной (2D) элементарной ячейки, соответственно, так что $N_M = N_b + N_s \times a/d$, где a – постоянная решетки. Соотношение между N_M и временем рассеяния с переворотом спина определяется как $N_M \sim a/(v_F \tau_s)$, где v_F – скорость Ферми. Лучшие аналитические значения для двух наборов образцов были получены

при значении $N_b = 3 \times 10^{-5}$ для первого набора и $N_b = 2.5 \times 10^{-4}$ для второго набора, при этом $N_s = 2.8 \times 10^{-3}$ для обоих наборов.

Отличие значения N_b в разных наборах, скорее всего, связано с условиями роста пленки. В то время как одно и то же значение N_s для двух наборов указывает на то, что наблюдаемое уменьшение T_c с толщиной является важным систематическим эффектом в тонких эпитаксиальных пленках TiN. Поверхностная плотность магнитных моментов может быть оценена по формуле $a^{-2}N^s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Полученное значение на порядок меньше в сравнении с типичной плотностью поверхностных магнитных моментов ($\sim 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$), сообщаемых для сверхпроводящих пленок Al, Nb и NbN [9, 14, 15]. Стоит отметить, что для снижения T_c важными являются только те магнитные моменты, которые сильно связаны с электронами проводимости. Это может, хотя бы частично, объяснить очень малую плотность поверхностного магнитного беспорядка, полученную в нашем анализе.

Заключение

Исследование электронных свойств эпитаксиальных пленок TiN с низким уровнем не магнитного беспорядка ($k_F l \sim 480$), проявляющихся в размерном эффекте для удельного сопротивления и уменьшением сверхпроводящей критической температуры по мере уменьшения толщины пленки, позволяет нам связать последний эффект с наличием слабого магнитного беспорядка, находящимся в поверхностном слое примерно толщиной 2 нм с характерной плотностью магнитных моментов $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Наблюдаемый поверхностный магнитный беспорядок может быть связан с естественным окислом на поверхности пленок TiN.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-72-30036).

Литература

1. E. Muller-Hartmann and J. Zittartz // *Phys. Rev. Lett.* 26, 428 (1971)
2. A. Abrikosov and L. Gorkov // *Sov. Phys. JETP* 12, 1243 (1961)
3. F. Pierre, et al. // *Phys. Rev. B* 68, 085413 (2003)
4. J. Vranken, et al. // *Phys. Rev. B* 37, 8502 (1988)
5. F. Pierre and N. O. Birge // *Phys. Rev. Lett.* 89, 206804 (2002)
6. A. Rogachev, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 97, 137001 (2006)
7. T. Proslir, et. al. // *Appl. Phys. Lett.* 92, 212505 (2008)
8. S. M. Anton, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 110, 147002 (2013)
9. P. Kumar, et al., // *Phys. Rev. Applied* 6, 041001 (2016)
10. N. Saveskul, et al. // *Phys. Rev. Applied* 12, 054001 (2019)
11. M. L. Roukes, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 55, 422 (1985)
12. P. B. Allen // *Phys. Rev. Lett.* 59, 1460 (1987)
13. A. M. Finkel'shtein // *World Scientific Pub Co Inc.*, Singapore (1996), p. 288.
14. S. E. de Graaf, et al. // *Nat. Commun.* 9, 1143 (2018).
15. T. Proslir, et al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 21, 2619 (2011).

Исследование тепловой релаксации в сверхпроводящих пленках алмаза

Н.А. Титова^{1,*}, А.И. Кардакова^{1,2}, Э.М. Баева^{1,2}, Г.Н. Гольцман¹

¹ Московский Педагогический Государственный Университет, ул. Малая Пироговская, 29, Москва, 119435.

² Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000, Москва, Россия.

*titovana@mail.ru

В работе представлены результаты исследования тепловой релаксации методом шумовой термометрии в сверхпроводящей монокристаллической легированной бором пленке алмаза толщиной 130 нм. Измерения проводились в температурном диапазоне 0.5 – 4.2 К, при этом изменение электронной температуры производилось за счет Джоулевого нагрева образца. Полученные экспериментальные зависимости шумовой температуры от мощности нагрева (P) образца хорошо описываются зависимостью $P \sim (T_N^4 - T_b^4)$, где T_N и T_b – шумовая температура и температуры ванны, соответственно. При низких температурах в коротких мостиках наблюдается, что спектральная плотность токового шума линейно зависит от тока смещения с фано-фактором порядка 1/3, что хорошо согласуется с данными по электрон-фононной релаксации при высоких температурах.

Введение

Стремительное развитие областей сверхпроводниковых и полупроводниковых электронных приборов стимулирует интерес к поиску и исследованию новых материалов. В последнее десятилетие исследователи все чаще обращают внимание на такой материал как сверхпроводящие пленки алмаза, выращенные CVD (от англ. Chemical Vapour Decomposition) методом [1]. Первоначальные исследования монокристаллических легированных бором алмазных пленок (С:В), эпитаксиально выращенных на алмазных подложках, показали, что данный материал характеризуется очень медленным временем энергетической релаксации, порядка 0.7 мкс при температуре 1.7 К [2] и высоким удельным сопротивлением в нормальном состоянии (~1500 мкОм см). Кроме этих характеристик важными параметрами при разработке чувствительных детекторов [3] являются электронная/фононная теплоемкости и теплопроводность материала. Исследование этих параметров позволит не только лучше разобраться в механизмах связанных со сверхпроводимостью и беспорядком в данном материале [4, 5], но и смоделировать параметры детекторов для дальнего ИК и ТГц диапазонов, и других элементов. В данной работе, используя метод шумовой термометрии [6], мы исследуем тепловой транспорт в пленках сверхпроводящего алмаза.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы закреплялись в держателе, размещенном в криостате растворения He³ в He⁴. Для шумовых измерений используется резонансная схема с частотой 22 МГц и низкотемпературным

усилителем при 4К. Схема также дополнена цепочкой малозумящих усилителей и фильтров, расположенных при комнатной температуре. Сигнал с образца измеряется детектором мощности (подробности методики измерения дробового шума описаны в работе [7]). Так как измерения проводились в нормальном состоянии, то есть при температурах выше сверхпроводящего перехода, то при низких температурах образец помещался в перпендикулярное магнитное поле.

Электронная температура образца T_N может быть получена из следующего уравнения теплового баланса:

$$(\pi^2 k_B^2 \sigma / 6 e^2) \nabla^2 T^2 + I^2 R - \sum_{e-ph} (T_N^n - T_b^n) = 0 \quad (1)$$

где \sum_{e-ph} – параметр электрон-фононной связи, I – ток через образец, T_b – температура ванны. В эксперименте электронная температура сопоставляется шумовой температуре T_N , которая определяется из соотношения Джонсона–Найквиста $S_I = 4k_B T_N / R$, где S_I – спектральная плотность токовых флуктуаций, R – дифференциальное сопротивление образца.

Решение уравнения теплового баланса позволяет определить длину электрон-фононной релаксации, l_{e-ph} как :

$$l_{e-ph} = (\sigma \pi^2 k_B^2 / 3 e^2 n \sum_{e-ph} T^{n-2})^{0.5} \quad (2)$$

где σ – проводимость, n – показатель степени.

Результаты эксперимента

Легированная бором монокристаллическая пленка алмаза толщиной 130 нм была выращена CVD-

методом на подложке монокристаллического алмаза (100). Для исследования пленка была структурирована в мостики разной длины и ширины. При формировании мостиков использовалась Al маска для травления в кислородной плазме. После травления и удаления маски были сформированы контакты Ti-Au (5-200 нм).

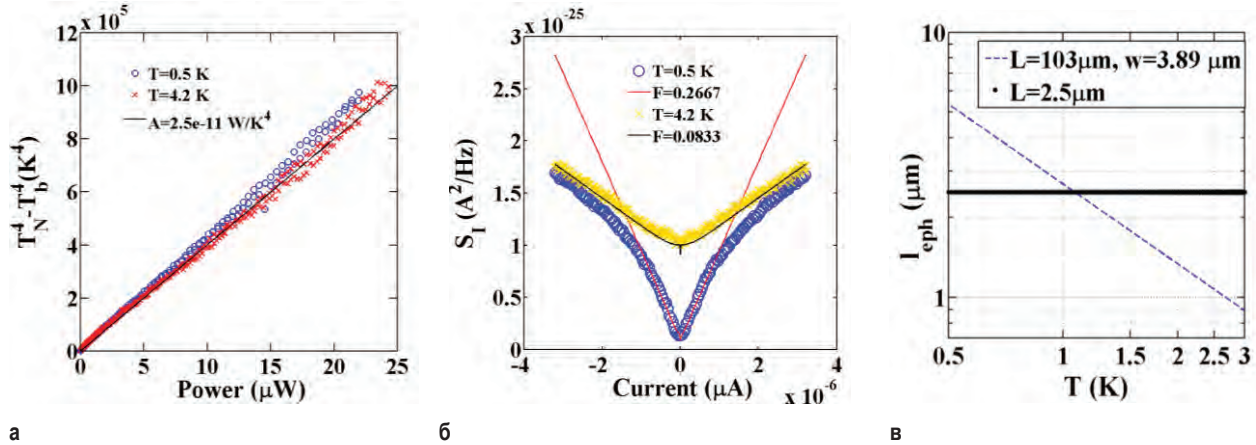


Рис. 1. а) зависимость $(T_N^4 - T_B^4)$ при $n=4$ от мощности нагрева для образца с длиной 2.55 μm и шириной 315 нм; б) зависимость спектральной плотности шума от тока для того же образца; в) зависимость электрон-фононной длины от температуры для образца с длиной 103 мкм

ную зависимость и равен порядка $1/3$ (рис.1б). Эти результаты согласуются с данными при высокой температуре и оценками длины электрон-фононного взаимодействия, полученными по формуле (2) (рис.1в). Такое поведение образцов качественно согласуется с предположением об ограничении теплового транспорта электрон-фононной релаксацией в широком диапазоне температур.

Заключение

Используя метод шумовой термометрии, мы исследовали тепловой транспорт между электронной и фононной подсистемами в нормальном состоянии для сверхпроводящей легированной бором алмазной пленки. Результаты, полученные для образцов с длинами мостиков L , превышающих длину электрон-фононного взаимодействия l_{e-ph} , позволяют произвести оценку параметра электрон-фононной связи. Исследование фано-фактора при низких температурах дает линейную зависимость с $F \sim 1/3$ для мостиков $L \sim l_{e-ph}$. Эти результаты хорошо согласуются с данными полученными при высоких температурах. Однако, наши результаты по электрон-фононному времени, полученные методом шумовой термометрии, на порядок отличаются от данных, полученных в работе [4] из температурных

Полученные экспериментальные данные хорошо описываются по формуле (1) с показателем степени $n=4$ как для длинных, так и для коротких мостиков (рис.1а). Исследование спектральной плотности шума от тока при низких температурах показало, что в коротких мостиках фано-фактор имеет линей-

зависимостей проводимости, но имеющих такую же как у нас температурную зависимость, $1/T^2$. Скорее всего, эта разница связана с тем, что в работе [4] определяется фазовое время неупругого рассеяния, в то время как мы определяем время, связанное с переносом энергии.

Мы благодарим группу Е. Бустаррета из Института Néel (г. Гренобль, Франция) за предоставленные для исследования образцы, а также за плодотворные обсуждения В. С. Храпая.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ проект № 19-72-10101.

Литература

1. P. Achatz, et al. // *Diam.&Rel. Mat.* 19, 814 (2010).
2. A. Kardakova, et al. // *P. R. B* 93, 064506 (2016)
3. D. F. Santavicca, et al. // *A.P.L.* 96, 083505 (2010)
4. J. Bousquet, et al. // *P. R. B* 95, 161301(R) (2017)
5. J. E. Moussa, et al. // *P. R. B* 77, 064518 (2008)
6. M.L. Roukes, et al. // *P. R. L.* 55, 422 (1985)
7. E. S. Tikhonov, et al. // *P. R. B* 90, 161405 (2014).

Болометрический отклик тонкопленочных SN структур с большой разностью нормальных удельных сопротивлений

С.С. Уставщиков^{1,2*}, А.В. Окомельков¹, Ю.Н. Ноздрин¹, А.И. Елькина¹, М.Ю. Левичев¹, И.Ю. Пашенькин¹, П.А. Юнин^{1,2}, А.М. Клушин¹, Д.Ю. Водолазов¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*sergey@ipmras.ru

В работе исследован болометрический отклик двухслойных планарных гибридных структур сверхпроводник - нормальный металл с большой разностью нормальных удельных сопротивлений при оптическом облучении. При проведении численного эксперимента получен набор параметров SN структур, обеспечивающий повышение чувствительности болометрического отклика по сравнению с отдельной сверхпроводниковой пленкой. При экспериментальном исследовании мостиков MoN/Cu шириной 5 мкм на кремниевой подложке при постоянной температуре 4.2K такое повышение чувствительности было качественно продемонстрировано.

Введение

В настоящей работе исследуется возможность применения гибридных SN структур с большой разностью нормальных удельных сопротивлений для повышения чувствительности болометрических приемников электромагнитного излучения, принцип работы которых основан на зависимости критического тока I_c от температуры.

В широких сверхпроводящих мостиках, возрастание средней температуры δT вызванное поглощением оптической мощности W , приводит к переходу в резистивное состояние, если транспортный ток I_0 превышает критический $I_c(T + \delta T)$. Чувствительность такого болометра определяется выражением: $A = (C \cdot d)^{-1} dI_c/dT$, где $C = C_e + C_{ph}$ - суммарная теплоемкость, а d - толщина структуры. Поскольку электронная теплоемкость $c_e \sim T$, а фононная теплоемкость $c_p \sim T^3$, то для повышения чувствительности выгодно понижать рабочую температуру.

В обычных сверхпроводниках, зависимость $I_c(T)$ при снижении температуры приходит в насыщение: угол наклона становится незначительным при $T < (0.3-0.4) T_c$. Однако, в работе [1] было показано, что в гибридных SN структурах с большой разностью удельных сопротивлений ($\rho_S / \rho_N \sim 100$) возможно значительное увеличение производной dI_c/dT при низких температурах, что, как ожидается, приведет к повышению чувствительности болометра.

Методика эксперимента

Методом магнетронного напыления на стандартной кремниевой подложке выращена серия образцов планарных структур Cu/MoN, где толщина сверхпроводящего MoN во всей серии 20 нм, а толщина Cu варьируется от 5 нм до 60 нм (по измерениям на рентгеновском спектрометре). Напыление производится в установке с высоким базовым уровнем вакуума $< 2 \cdot 10^{-8}$ мбар, который необходим для сохранения когерентности на границе металл - сверхпроводник. Измерения проводятся по стандартной схеме для продольного электронного транспорта, для чего на пленках изготовлены мостики шириной 5 мкм и длиной 50 мкм методом плазмохимического травления.

Транспортные измерения выполнены в криостате на основе рефрижератора «pulse-tube».

Оптические измерения выполнены в сосуде Дьюара при $T = 4.2$ К. На образец, через стеклянный световод, падает последовательность оптических импульсов длительностью ~ 100 пс в спектральном диапазоне от 400 до 1700 нм, которая создается генератором суперконтунума «Fianium» SC-400. Чтобы избежать повышения средней температуры, световой поток, с периодом в 10 мс приоткрывается obtюратором, на время 0.8 мс. Синхронно с открытием светового потока через образец пропускается прямоугольный импульс эл. тока длительностью 50 мкс. При превышении критического тока I_c^{opt} (зависящего от плотности энергии в оптиче-

ском импульсе W), на образце появляется импульс напряжения наблюдаемый на осциллографе.

Результаты

Транспортные измерения показали (см. рис. 1), что по сравнению с однослойным сверхпроводящим мостиком в гибридных структурах при температурах ниже 4 К существенно возрастает как величина критического тока, так и ее производная (см. рис. 1, вставка).

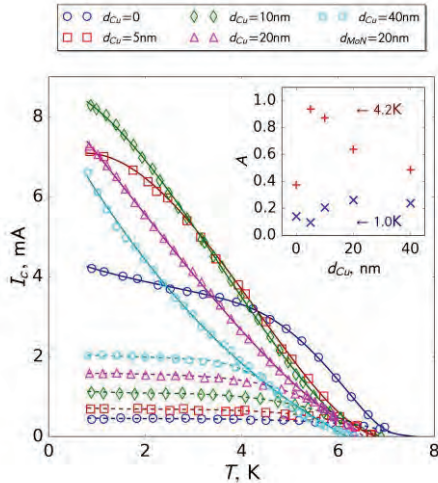


Рис. 1. Экспериментальные температурные зависимости критического тока $I_c(T)$ полученные из транспортных измерений на постоянном токе (символы). На вставке приведена нормированная производная критического тока $A = I_c^{-1}(T_c \xi_c / d)(\partial I_c / \partial T)$, где ξ_c - длина когерентности в сверхпроводнике

Оптический отклик (см. рис. 2) при малой энергии импульса почти линейно зависит от энергии, а затем насыщается. Чувствительность оптического отклика на линейном участке кривой (см. рис.2, вставка) имеет максимум для $d_{Cu} = 5$ нм, и почти вдвое превышает чувствительность образца без нормального слоя, что качественно соответствует численному расчету в рамках теории Узаделя.

Используя литературные данные о параметрах гибридных структур и закона сохранения энергии можно поглощенную мощность пересчитать в температуру и сопоставить с зависимостью $I_c(T)$ полученную из транспортных измерений, используя коэффициент поглощения η как параметр. Такое сопоставление дает величину $\eta \sim 0.37$, которая несколько превышает теоретическую оценку $\eta \sim 0.22$.

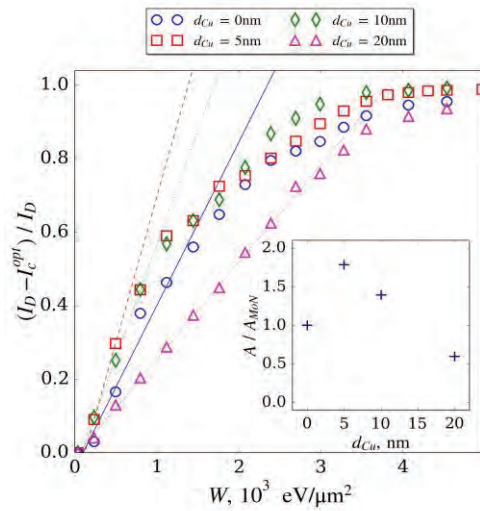


Рис. 2. Экспериментальный оптический отклик гибридных SN структур в зависимости от плотности энергии W в оптическом импульсе при температуре 4.2 К (символы). Здесь I_C^{opt} - ток при котором наблюдается импульс напряжения, I_D - критический ток без освещения. На вставке приведена чувствительность $A = -I_D^{-1} \partial I_C^{opt} / \partial W$ на линейном участке нормированная на чувствительность образца без слоя нормального металла

Заключение

В работе теоретически и экспериментально показано, что чувствительность болометрического отклика широких мостиков на основе гибридных структур сверхпроводник / нормальный металл с большой разностью нормальных удельных сопротивлений может значительно превышать чувствительность однослойных сверхпроводящих мостиков. Сделанные оценки показывают возможность достижения режима однофотонного отклика при толщине сверхпроводника ~ 5 нм, нормального слоя ~ 10 нм и ширине мостика 100 нм.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ: проект 18-72-10027 (расчет оптического отклика) и проект 20-42-04415 (оптические и транспортные измерения), грант РФФИ №19-02-00528 (характеризация микроструктуры поверхности).

Литература

1. D.Yu. Vodolazov et al., Supercond. Sci. Technol. **31** (2018) 115004.

Квантовые осцилляции сопротивления Холла в двумерном электронном сверхпроводнике

Т.Б. Чарикова^{1,2,*}, О.Е. Петухова¹, Н.Г. Шелушина¹, А.А. Иванов³

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620041.

² ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина», Екатеринбург.

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское ш., 31, Москва, 115409.

*charikova@imp.uran.ru

Исследованы магнитополевые зависимости сопротивления Холла между проводящими плоскостями $\rho_{xy}^c(B)$ для электронно-легированного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($x=0.145$). В смешанном состоянии сверхпроводника в области магнитных полей $B \cong (2-7)$ Т обнаружены флуктуации величины $\rho_{xy}^c(B)$. Такое поведение сопротивления Холла в направлении оси c связано с особенностями пиннинга джозефсоновских вихрей и их движением между проводящими плоскостями.

Предметом интенсивных обсуждений до сих пор остаются причины электронных корреляций в семействе купратных сверхпроводников. Открытым является вопрос природы нормального состояния [1]. Дополнительную сложность в определении электронной (металлической или более экзотической) фазы создает наличие антиферромагнитного упорядочения в сверхпроводящих соединениях при определенном уровне легирования. Электронное легирование достигается путем замены ионов Nd^{3+} в исходном антиферромагнитном соединении Nd_2CuO_4 на Ce^{4+} с образованием несверхпроводящего антиферромагнетика $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. В результате дополнительного отжига ($\delta \rightarrow 0$) кристаллическая структура представляет собой набор проводящих плоскостей CuO_2 , разделенных расстоянием 0.6 нм в направлении оси c . Соединение обладает ярко выраженными двумерными свойствами, в том числе квазидвумерным характером переноса носителей заряда [2]. Анизотропия кристаллической решетки приводит к анизотропному поведению зарядовой и вихревой подсистем и в нормальном, и в смешанном состояниях.

В нашей работе проведен анализ движения носителей заряда и решетки вихрей в проводящих плоскостях CuO_2 и между проводящими плоскостями в скрещенных электрическом и магнитном полях на эпитаксиальных пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с различной ориентацией оси c кристаллической решетки соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ относительно плоскости подложки: (001) и (1 $\bar{1}$ 0). Обнаружено активационное движение вихрей при изменении тем-

пературы между проводящими плоскостями вследствие внутреннего пиннинга, при этом энергия активации зависит от внешнего магнитного поля и коэффициента анизотропии сопротивления носителей заряда [3].

Во внешнем магнитном поле до $B = 9$ Т при температурах вплоть до $T = 7$ К в смешанном состоянии обнаружены флуктуации сопротивления Холла между проводящими плоскостями CuO_2 . Существует однозначное соответствие начала области флуктуаций и перехода из сверхпроводящего состояния в смешанное при увеличении магнитного поля (Рисунок 1). Переход в нормальное состояние сопровождается исчезновением флуктуаций сопротивления Холла. Более того, сопротивление Холла в нормальном состоянии между проводящими плоскостями (вдоль оси c) равно нулю.

Были проведены магнитополевые измерения сопротивления Холла при изменении угла между направлениями магнитного поля и тока. В исходном состоянии внешнее магнитное поле было направлено вдоль проводящих плоскостей, электрический ток протекал также вдоль проводящих плоскостей, но перпендикулярно магнитному полю. Угол между направлением магнитного поля и направлением тока составлял 90° . При данном направлении магнитного поля и тока была измерена зависимость сопротивления Холла от магнитного поля между проводящими плоскостями (в направлении оси c).

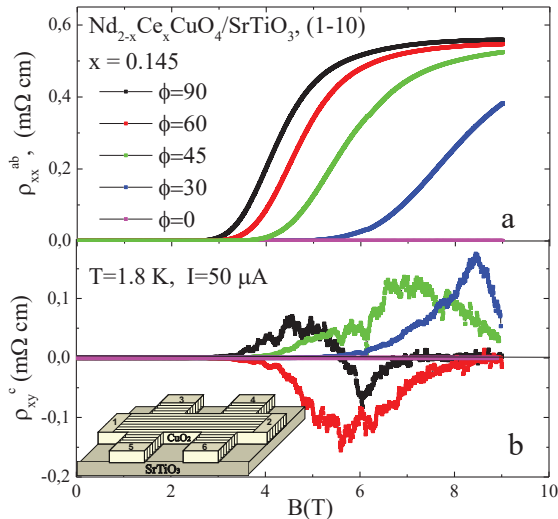


Рис. 1. а - зависимость сопротивления в проводящих плоскостях CuO_2 в сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ от внешнего магнитного поля при различных углах между направлениями магнитного поля и тока, б - зависимость сопротивления Холла между проводящими плоскостями CuO_2 при тех же углах между направлениями магнитного поля и тока. На вставке – схематическое представление эпитаксиальной пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$, на которой проводились измерения

В дальнейшем величина угла между направлениями магнитного поля и тока изменялась и принимала значения 60° , 45° , 30° , 0° . При всех таких положениях были измерены зависимости сопротивления Холла от магнитного поля между проводящими плоскостями (Рисунок 1). Можно ясно видеть, что при температуре $T = 1.8$ К в магнитном поле $B = 9$ Т, которое расположено в плоскости CuO_2 и направлено параллельно току, не происходит переход в нормальное состояние (и даже в смешанное) – $\rho_{xx}^{ab} = 0$. Это подтверждает данные о сильной анизотропии верхнего критического поля, направленного параллельно проводящим плоскостям. При этом и на зависимости ρ_{xy}^c не обнаружено каких-либо флуктуаций.

Измерения проводились при различных значениях электрического тока, ниже значения критического тока в направлении оси c между плоскостями CuO_2 .

В заключении, были исследованы магнитопольные зависимости сопротивления Холла между проводящими плоскостями электронно-легированного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($x=0.145$). Обнаружено, что сопротивление Холла в смешанной области в магнитном поле $B \sim (2-7)$ Т отлично от нуля, знакопеременно и зависит от температуры, величины тока и угла между направлениями внешнего магнитного поля и тока. Такое поведение сопротивления Холла в направлении оси c , возможно, связано с появлением особенностей пиннинга джозефсоновских вихрей и их движением между проводящими плоскостями.

Авторы выражают благодарность С.М. Подгорных за проведение измерений и обсуждение полученных результатов, а также Г.М. Минькову за полезные замечания и обсуждение методики измерений.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 и проекту №18-10-2-6 Программы УрО РАН при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00192 и № 20-42-660004 (с частичным финансированием по Договору № 50-СО)).

Литература

1. J. S. Higgins, M.K. Chan, Tarapada Sarkar, R. D. McDonald, R. L. Greene and N. P. Butch. Quantum oscillations from the reconstructed Fermi surface in electron-doped cuprate superconductors // *New J. Phys.* 20, 043019 (2018).
2. A. S. Klepikova, T. B. Charikova, N. G. Shelushinina, M. R. Popov, A. A. Ivanov. Anisotropic temperature dependence of normal state resistivity in underdoped region of a layered electron-doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ // *Low temperature physics* 45, 217 (2019).
3. M.R. Popov, A.S. Klepikova, N.G. Shelushinina, A.A. Ivanov, T.B. Charikova. Interlayer Hall Effect in n-type doped high temperature superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // *Physica C* 566, 1353515 (2019).

Планарная антенная система с болометрами на холодных электронах для космического радиотелескопа CORE

А.В. Чигинев^{1,2*}, Л.С. Кузьмин^{1,3}, А.Л. Панкратов^{1,2}

1 Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden, 41296.

*chig@ipmras.ru

Разработан и смоделирован вариант планарной щелевой антенной системы для космического радиотелескопа CORE. Антенная система предназначена для использования с болометрами на холодных электронах (БХЭ). Система рассчитана на прием в двух частотных каналах 75 и 105 ГГц и обладает разрешением по поляризации принимаемого излучения. В работе рассчитаны частотные характеристики и диаграммы направленности данной системы. Характеристики антенной системы, полученные в результате моделирования, удовлетворяют требованиям ESA, предъявляемым к антенным системам для проекта CORE.

Введение

Одной из наиболее актуальных задач современной радиоастрономии является наблюдение В-моды поляризации реликтового излучения. Обнаружение В-моды стало бы еще более важным наблюдением гравитационных волн, чем результаты недавнего эксперимента в рамках проекта LIGO [1], поскольку позволило бы заглянуть в самые ранние моменты возникновения Вселенной, увидев в реликтовом излучении отпечатки первичных гравитационных волн.

Одним из инструментов для наблюдения В-моды поляризации реликтового излучения является проект орбитального радиотелескопа CORE, предложенный и разрабатываемый Европейским космическим агентством. Проект предполагает прием излучения на частотах от 45 до 795 ГГц, включая каналы на 75 и 105 ГГц в полосе 20%, и с разрешением по поляризации принимаемого сигнала. В соответствии с этими требованиями была разработана и протестирована концентрическая антенна с болометрами на холодных электронах (БХЭ) [2,3,4].

Для экспериментов было изготовлено два варианта антенны с микрополосковыми линиями — с внутренними фильтрами на основе кинетической индуктивности сверхпроводящей полоски NbN [3] и с фильтрами на основе резонансных свойств щелевых антенн и копланарных линий [4]. Для простоты эти антенны были сделаны для одной поляризации. Проведенные измерения продемонстрировали резонансный характер частотных характеристик концентрической антенны [3,4].

Следующим этапом разработки концентрической антенны было моделирование и изготовление образцов антенны для двух поляризаций и с копланарными линиями.

Дизайн

На рисунке 1 приведено изображение центральной части концентрической антенны в программе электродинамического моделирования CST Microwave Studio. Канал, предназначенный для приема сигнала одной частоты и одной поляризации представляет собой комбинацию щелевых антенн, расположенных попарно и соединенных отрезком копланарной линии. БХЭ при этом встраивается в разрыв копланарной линии.

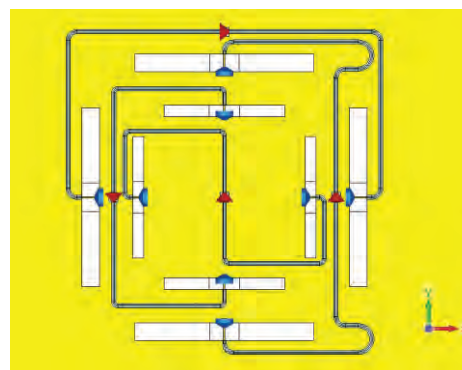


Рис. 1. Вид центральной части антенной системы

Диаграммы направленности и частотные характеристики

В работе была проведен расчет диаграмм направленности концентрической антенны. Расчет проводился в частотной области, на фиксированных ча-

стотах 75 и 105 ГГц. Задачей оптимизации было уменьшение отклонения луча диаграммы направленности от перпендикуляра к подложке, и уменьшение параметра эллиптичности луча. Пример диаграммы направленности концентрической антенны приведен на рисунке 2.

Характеристики диаграмм направленности сведены в Таблицу 1. Видно, что угол отклонения главного лепестка диаграммы направленности от перпендикуляра к подложке не превышает 4°. Для канала вертикальной поляризации эллиптичность не превышает 5%, что удовлетворяет требованиям Европейского космического агентства. Для канала горизонтальной поляризации эллиптичность незначительно превышает 5%.

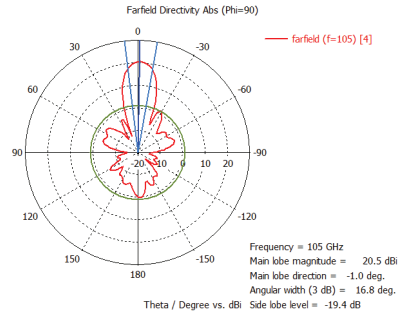


Рис. 2. Пример рассчитанной диаграммы направленности антенны (частота 105 ГГц, сечение 90°)

Таблица 1. Характеристики диаграмм направленности концентрической антенны.

Частотный канал, ГГц,	75,				105			
	горизонтальная		вертикальная		горизонтальная		вертикальная	
Поляризация	горизонтальная		вертикальная		горизонтальная		вертикальная	
Сечение ϕ , °	0	90	0	90	0	90	0	90
Направление главного лепестка, °	3	2	4	2	3	0	1	1
Амплитуда главного лепестка, dBi	17	16.9	15.5	15.3	20	19.5	20.4	20.5
Угловая ширина (3 dB), °	26.6	22.5	25.8	27.7	15.7	18.0	15.9	16.8
Эллиптичность луча, %	8.3		3.6		6.8		2.8	

Для моделирования частотных характеристик концентрической антенны был проведен электродинамический расчет S-матрицы антенны в диапазоне частот 60-120 ГГц. Расчет проводился в частотной области.

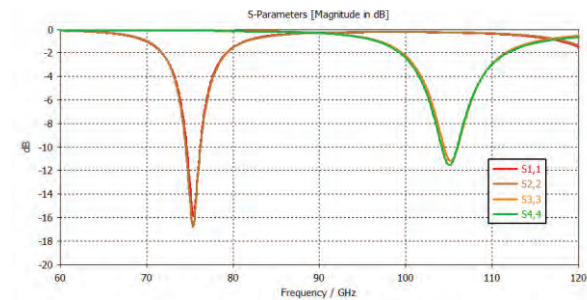


Рис. 3. Частотные характеристики концентрической антенны

Из рисунка 3 видно, что рассчитанные частотные характеристики имеют выраженный резонансный характер и являются практически одинаковыми для одного частотного канала, но разных поляризаций. Ширина полосы принимаемых частот на уровне -3 дБ составляет менее 20% от основной частоты ка-

нала, что соответствует требованиям Европейского космического агентства к приемным системам для СОгЕ. Кроме того, перекрестные наводки между каналами разных частот и поляризаций не превышают -20 дБ.

Работа выполнена при поддержке МОН РФ (проект № 16.2562.2017/ПЧ).

Литература

1. В.Р. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, *et al.* // Physical Review Letters, V. 116, 061102 (2016).
2. L.S. Kuzmin, A.V. Chiginev, E.A. Matrozoza, A.S. Sobolev // IEEE Transactions on Applied Superconductivity, V. 26, 2300206 (2016).
3. A.S. Mukhin, L.S. Kuzmin, A.V. Chiginev, *et al.* // AIP Advances, V. 9, 015321 (2019).
4. L.S. Kuzmin, A.V. Blagodatkina, A.S. Mukhin, *et al.* // Superconductor Science and Technology. V. 32, 035009 (2019).

Вакуумные Раби осцилляции в двухкубитной структуре

О.А. Чуйкин*, Я.С. Гринберг, А.А. Штыгашев

Новосибирский государственный технический университет, пр-т К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

*ChuikinOA@yandex.ru

В данной работе исследовано затухание вакуумных Раби осцилляций для системы из двух твердотельных кубитов, помещенных в высокодобротный резонатор. Получены аналитические выражения для комплексных частот, включающих показатели затухания, и полные выражения амплитуд вероятностей для обоих кубитов. Подробно исследована зависимость затухания в системе от различных параметров, в первую очередь от константы связи кубитов с полем и от расстояния между кубитами. Показано, что для определенной области параметров время жизни возбужденного состояния кубита в такой системе больше, чем в том случае, когда в резонаторе находится один кубит.

Введение

Вакуумные Раби осцилляции – эффект, при котором двухуровневая система испытывает колебания населенностей из-за взаимодействия с вакуумными флуктуациями электромагнитного поля [1]. В реальных системах Раби осцилляции всегда носят затухающий характер, который определяет время жизни квантовой системы. В настоящее время активно исследуется задача увеличения времени когерентности для твердотельных квантовых битов [2]. В данной работе мы рассмотрели систему, состоящую из двух твердотельных кубитов, расположенных в одномерном высокодобротном резонаторе. Мы получили аналитические выражения для описания вакуумных Раби осцилляций в такой системе, и подробно исследовали их затухающий характер. В сравнении с аналогичной системой из одного кубита в резонаторе, в двухкубитной системе затухание происходит медленнее, что можно напрямую использовать для увеличения времени когерентности твердотельных кубитов.

Постановка задачи

Рассмотрим систему из двух твердотельных кубитов, помещенных в одномерный микроволновый резонатор. Исходный гамильтониан системы с учетом двух атомов запишем как (здесь и далее $\hbar = 1$):

$$H = \sum_{j=1,2} \frac{\Omega_j}{2} (1 + \sigma_z^{(j)}) + \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k + \sum_k \left(g_k^{(1)} e^{-ikx_1} \sigma_-^{(1)} + g_k^{(2)} e^{-ikx_2} \sigma_-^{(2)} \right) a_k^\dagger + h.c. \quad (1)$$

где σ_z это спиновый оператор Паули, a_k^\dagger (a_k) – операторы рождения (уничтожения) фотона k -ой моды с частотой ω_k , σ_- – лестничный оператор понижения

для кубита, g_k – коэффициент связи кубита с фотоном k -ой моды, Ω_j – резонансная частота j -го кубита. Индексы 1 и 2 отмечают принадлежность соответственно к первому или второму кубиту, а операторы $\sigma_\pm^{(1,2)}$, $\sigma_z^{(1,2)}$ действуют только на соответствующий им кубит.

Волновую функцию представим как суперпозицию трех состояний:

$$|\Psi\rangle = \beta_1(t) e^{-i\Omega_1 t} |e_1 g_2 0\rangle + \beta_2(t) e^{-i\Omega_2 t} |g_1 e_2 0\rangle + \sum_k \gamma_k(t) e^{-i\omega_k t} |g_1 g_2 k\rangle \quad (2)$$

Первые два состояния соответствуют возбужденному первому (второму) кубиту и отсутствию фотона в резонаторе. Третье состояние соответствует кубитам в основном состоянии и наличию фотона k -ой моды.

Решая уравнение Шредингера для гамильтониана (1) и волновой функции (2), в одномодовом приближении получим следующие уравнения для амплитуд вероятности возбужденного кубита:

$$\frac{d^2 \beta_1}{dt^2} + i(\delta - i\chi) \frac{d\beta_1}{dt} + 2|g|^2 \beta_1 = -2|g|^2 \cos(k_0 d) \beta_2; \quad (3a)$$

$$\frac{d^2 \beta_2}{dt^2} + i(\delta - i\chi) \frac{d\beta_2}{dt} + 2|g|^2 \beta_2 = -2|g|^2 \cos(k_0 d) \beta_1; \quad (3b)$$

Здесь χ – ширина линии резонатора, а ω_0 – его частота, $\delta = (\omega_0 - \Omega)$ это частотная расстройка, d – расстояние между кубитами, $k_0 = \omega_0/v_g$, v_g – групповая скорость. Кроме того, мы считаем кубиты идентичными.

Затухающие Раби осцилляции

Решение системы уравнений (3), описывающее затухающие вакуумные Раби осцилляции будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \beta_1(t) &= C_1 e^{i\lambda_1 t} + C_2 e^{i\lambda_2 t} + C_3 e^{i\lambda_3 t} + C_4 e^{i\lambda_4 t}; \\ \beta_2(t) &= D_1 e^{i\lambda_1 t} + D_2 e^{i\lambda_2 t} + D_3 e^{i\lambda_3 t} + D_4 e^{i\lambda_4 t}; \end{aligned} \quad (4)$$

где комплексные частоты, включающие в себя затухание, могут быть получены подстановкой (4) в (3):

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left[-(\delta - i\chi) \pm \sqrt{(\delta - i\chi)^2 + 8|g|^2 (1 + \cos(k_0 d))} \right]; \quad (5a)$$

$$\lambda_{3,4} = \frac{1}{2} \left[-(\delta - i\chi) \pm \sqrt{(\delta - i\chi)^2 + 8|g|^2 (1 - \cos(k_0 d))} \right]; \quad (5b)$$

Коэффициенты C и D в (4) ищутся из начальных условий. В данном случае мы предполагаем, что в начальный момент времени возбужден первый кубит, т.е. $\beta_1(0) = 1$, $\beta_2(0) = 0$, $\gamma_k(0) = 0$.

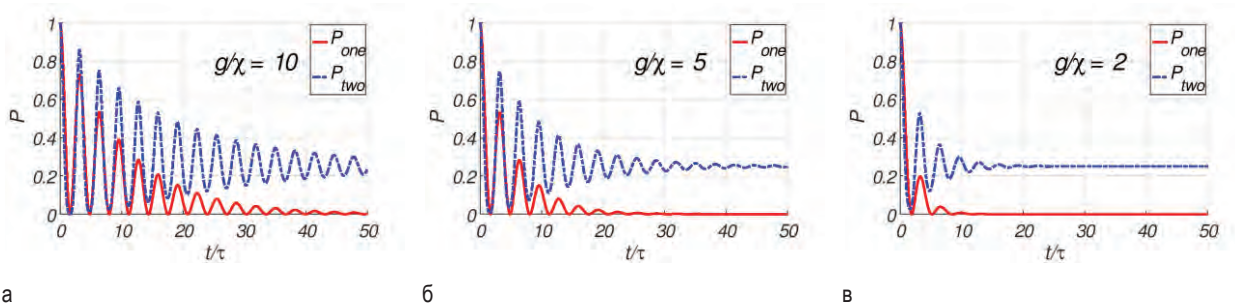


Рис. 1. Сравнение вероятности возбужденного состояния P_{one} для системы из одного кубита (красная сплошная линия) и $P_{\text{two}} = |\beta_1|^2$ для первого кубита в двухкубитной системе (синяя пунктирная линия) для разных отношений g/χ . Построение проводилось для значения фазы $k_0 d = \pi$. Хорошо видно, что в двухкубитной системе затухание колебаний выходит на постоянное значение, равное 0.25

Уменьшение скорости затухания из-за влияния второго кубита

На основе полученных результатов мы сравнили временную эволюцию возбужденного состояния для системы из одного кубита в резонаторе с рассмотренной выше двухкубитной системой. Очевидное отличие, возникающее при наличии второго кубита, это фазовый множитель в (5a) и (5b), пропорциональный $\cos(k_0 d)$, где d это расстояние между кубитами. Для расстояния, равного целому числу полувольт испущенного фотона, т.е. когда фаза становится кратной π ($\cos(k_0 d) = \pm 1$), один из корней λ становится равным нулю, что приводит к появлению постоянной составляющей, равной одному из коэффициентов, C_1 или C_3 .

В связи с этим, затухание Раби осцилляций будет происходить медленнее, чем в системе из одного кубита, и вместо нуля будет стремиться к уровню 1/4 (Рис. 1). Данный эффект может использоваться для увеличения времени когерентности твердотельных кубитов.

Заключение

Таким образом, мы показали, что затухание раби-колебаний для кубита в двухкубитной системе меньше, чем для одиночного кубита. Данный эффект проявляется для кубитов, расположенных на расстоянии полувольт друг от друга, что соответствует $k_0 d = \pi$. Этот эффект можно использовать как средство увеличения времени когерентности твердотельных кубитов, что имеет прямое применение для квантовых технологий и в области квантовых вычислений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках гос. задания по проекту «Нелинейная электродинамика электронных систем в микро- и наноструктурах».

Литература

1. G. S. Agarwal, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 480 (1985).
2. M. H. Devoret, R. J. Schoelkopf, Science **339**, 1169 (2013).

Выращивание кристаллов BiSrCaCuO модифицированным методом Киропулоса

С.А. Чурин

Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия.
churin@ipmras.ru

Предложен метод выращивания кристаллов BiSrCaCuO . Приведена технология и фотография выращенных кристаллов. Дается объяснение наблюдаемым эффектам. Показано, что использование неориентированного зародыша из Al_2O_3 позволяет вырастить кристаллы BiSrCaCuO . Предлагается дальнейшее развитие метода.

Введение

Развитие технологии, методов выращивания высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) кристаллов BiSrCaCuO является востребованным, так как позволяет не только определить или найти скорость роста кристаллов в зависимости от условия их образования, но и получить кристаллы с латеральными размерами сравнимыми с 1 см. Последнее обстоятельство позволяет более точно определять электрофизические характеристики ВТСП материалов. С другой стороны, принимая во внимание, что кристаллы BiSrCaCuO хорошо расщепляются с образованием естественных граней 001, появляется возможность изготовить на его поверхности, например, сетки Джозефсоновских переходов [1] или другие элементы сверхпроводящей электроники. В работе [2] выращены монокристаллы BiSrCaCuO методом Бриджмена, что свидетельствует о легкости их спонтанного зарождения. В последнее время для выращивания кристаллов BiSrCaCuO начинают успешно использовать метод зонной плавки. Из полученных кристаллов изготавливаются диоды, излучающие электромагнитные волны в диапазоне 1ТГц [3].

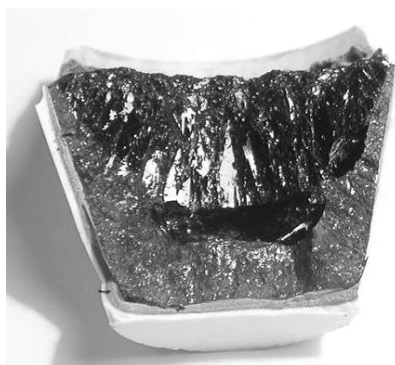
Методика эксперимента

В настоящей работе сделана попытка вырастить кристаллы $\text{Bi}_{2,2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ модифицированным методом Киропулоса. В отличие от классического метода Киропулоса кристалл в настоящей работе не поднимался из тигля. Это, во-первых. Во вторых, использовался неориентированный корундовый зародыш. Изделия из корунда хорошо смачиваются расплавом BiSrCaCuO , что позволяет надеяться на их успешное использование в качестве зародышей для выращивания кристаллов BiSrCaCuO .

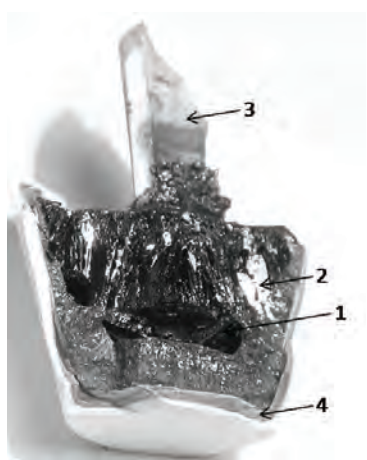
На первом этапе по стандартной технологии готовился порошок $\text{Bi}_{2,2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ с концентрацией сверхпроводящей фазы BiSrCaCuO не менее 65 %. Порошок загружался в корундовый тигель, который был усеченным конусом высотой 36мм, основанием диаметром 24мм и наибольшим диаметром 43мм. Порошок плавился при температуре 940°C в течение 45 минут в вертикальной трубчатой печи. Загрузка и плавление повторялись несколько раз таким образом, чтобы заполнить тигель расплавом на 0,75 его высоты. Конечно, засыпка порошка осуществлялась после остывания тигля до комнатной температуры. После приготовленного таким образом расплава он нагревался ещё раз до температуры 940 °С и в него опускался корундовый стержень, охлаждаемый сжатым воздухом таким образом, что его начальная температура (до опускания) была 870°C. После ввода в расплав стержня температура в печи начинала снижаться со скоростью 1 °С в час до 870°C. Далее расплав остывал вместе с печью до комнатной температуры. Тигель доставался из печи и разбивался молотком.

На рис. 1 приведена фотография образца в тигле, который был разбит молотком на две части рис. 1а и рис. 1б. Образец является сростком кристаллов. Обращает на себя внимание пора, расположенная на расстоянии 1см от дна тигля. Пора делит содержание тигля на две части – закристаллизовавшуюся и поликристаллическую. Образование поры связано с термокапиллярным эффектом. В месте расположения поры температура имела максимальное значение и сюда переносились более мелкие поры и газы, находящиеся в расплаве BiSrCaCuO . Сменой конструкции печи возможен вывод поры за пределы тигля. В случае выращивания кристаллов BiSrCaCuO методом Бриджмена максимальное значение температуры реализуется выше поверхности расплава (предполагается, что расплав выводится

из горячей зоны опусканием вниз) и образования пор в объеме расплава не наблюдается.



а



б

Рис. 1. фотография кристалла, выращенного в настоящей работе. Цифрой 1 обозначена пора. 2 – грань кристалла. 3 – зародыш. 4 – прослойка между стенкой тигля и кристаллом

Видно, что образование кристаллов и их рост идёт от точек, расположенных на всей поверхности расплава, но действие зародыша хорошо заметно. Вблизи зародыша грани кристаллов (более светлые области) имеют больший размер и они ориентированы на зародыш. Заметны последствия инконгруэнтного плавления BiSrCaCuO . Между стенкой тигля и расплавом видна прослойка толщиной порядка 1мм, отличающаяся цветом от содержимого тигля и его стенок. Можно надеяться, что устранение недостатков, отмеченных в работе, позволит увеличить размер монокристаллов. Например, изменение конструкции печи позволит изменить распределение температуры в расплаве сместить образование пор ближе к стенкам тигля.

Подъём зародыша, возможно, позволит развить метод до метода Чохральского и вырастить более крупные монокристаллы BiSrCaCuO .

Работа была выполнена при поддержке РФФ (грант 16-19-10478).

Литература

1. L.S. Revin, E.A. Vopilkin, A.L. Pankratov et al. // *Supercond. Sci. Technol.* 31, 104001 (2018)
2. H. Tanaka, Y. Echizen, S. Kishida and K. Ando // *IEEE TRANSACTION ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, V.15, № 2, pp. 3133- 3136, JUNE 2005
3. L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter et al. // *Science*, 23. V. 318. no. 5854, pp. 1291-1293, 23 November 2007. V.L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov *et al.* // *Physical Review B*, V. 85, 144418 (2012).

Квантовые фазовые переходы в копланарных волноводах со встроенными массивами джозефсоновских кубитов: обобщенная модель Раби, сверхизлучение и флуктуации

Д.С. Шапиро^{1,2}, В.В. Погосов¹, Ю.Е. Лозовик^{1,2}, А.М. Сатанин^{1,2,*}

¹ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Россия, 127055, Москва, Суцьевская ул., д. 22.

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), Россия, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20.

*asatanin@gmail.com

Изучаются квантовые фазовые переходы и связанные фотон-кубитные возбуждения в сверхпроводниковых джозефсоновских цепях. Особый интерес вызывают квантовые цепи, в которых связь кубитов с волноводной линией может осуществляться гибридным образом посредством емкости (электро-дипольное взаимодействие) и индуктивности (магнито-дипольное взаимодействие). В рамках анизотропной модели Раби изучается стабильность и хаотизация электрических и магнитных фаз конденсата, а также формирование коллективных суперрадиационных и субрадиантных возбуждений в массивах кубитов.

Введение

Сверхпроводниковые цепи, состоящие из волноводных линий, кубитов, резонаторов, связывающих двухкубитных элементов и т.п., составляют основу большинства устройств современных квантовых технологий. В таких цепях можно реализовать управляемую связь между микроволновыми фотонами и встроенными в них кубитами, что позволяет им обмениваться энергией, формируя гибридные экситонные состояния. При этом, как и в лазерной оптике, сверхизлучательные (суперрадиантные) состояния позволяют увеличить выход одиночных фотонов, а субрадиантные наоборот подавляют выход излучения [1-4]. Коллективные состояния позволяют контролировать излучение массивов кубитов. Другое обстоятельство, обуславливающее актуальность темы исследований, связано с формированием перепутанных состояний фотонов и кубитов, что может играть важную роль в квантово-информационных приложениях [5].

В данной работе изучаются квантовые фазовые переходы и связанные фотон-кубитные возбуждения в сверхпроводниковых джозефсоновских цепях. Рассматриваются квантовые сверхпроводящие цепи, в которых связь кубитов с волноводной линией может осуществляться гибридным образом как посредством емкости (аналог электро-дипольного взаимодействия), так и индуктивности (аналог магнито-дипольного взаимодействия). В

рамках анизотропной модели Раби теоретически изучена стабильность и хаотизация электрических и магнитных фаз конденсата, а также формирование коллективных суперрадиационных и субрадиантных возбуждений в массивах кубитов. Обсуждается нетривиальное взаимодействие коллективных возбуждений с термостатом, введены обобщенные релаксационные слагаемые при учете переходов между различными подпространствами состояний.

Основные уравнения

Гамильтониан системы - одна фотонная мода, связанная анизотропным взаимодействием с N -кубитами, - записывается в виде (анизотропная модель Раби):

$$H = \omega a^\dagger a + 1/2 \omega_q J_z + \frac{g_E}{\sqrt{N}} (a^\dagger J_- + a J_+) + \frac{g_M}{\sqrt{N}} (a^\dagger J_+ + a J_-), \quad (1)$$

где a^\dagger и a - операторы рождения и уничтожения

фотонов; $J_\pm = \sum_{k=1}^N \sigma_\pm(k)$, $J_z = \sum_{k=1}^N \sigma_z(k)$ - операторы углового момента (сумма псевдоспинов кубитов), $\sigma_\pm = (\sigma_x \pm i\sigma_y)/2$, $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ - матрицы Паули; g_E и g_M - константы взаимодействия, отвечающие за электро-дипольное и магнито-дипольное взаимодействия, N - число кубитов ($N = 2J$,

где J определяется собственным значением оператора квадрата углового момента). Отметим, что модель типа (1) с $g_E = g_M$ (модель Дике) обсуждалась в [6]. В [6] также затронут вопрос о существовании квантового фазового перехода; построении классического аналога (1) в терминах представления Холстейна-Примакова; вопрос об интегрируемости и проявление хаоса в такой системе при конечном значении N .

Классический аналог (1) может быть получен, если записать диагональные матричные элементы (1) в базисе, который образован прямым произведением вектора $|\alpha\rangle$ - когерентного состояние фотонного оператора уничтожения, определяемого соотношениями:

$$a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle, \quad |\alpha\rangle = \exp[\alpha a^* / 2 + \alpha a^+]|0\rangle,$$

и спинового когерентного состояния:

$$|\beta\rangle = \exp[\beta J_+]|J, -J\rangle / (1 + \beta\beta^*)^J.$$

В этом базисе классический гамильтониан можно записать в виде:

$$H_{cl} = \omega\alpha\alpha^* + \omega_q J \left(\frac{\beta\beta^* - 1}{\beta\beta^* + 1} \right) + \frac{2\sqrt{2}J}{\beta\beta^* + 1} \left(g_E (\alpha^* \beta + \alpha\beta^*) + g_M (\alpha^* \beta^* + \alpha\beta) \right). \quad (2)$$

В линейном приближении гамильтониан (2) описывает связанные осцилляторы. В общем случае следующие из (2) уравнения были исследованы стандартными методами на предмет возникновения хаоса, сигнатура которого обычно устанавливается путем анализа отображение Пуанкаре, спектральных функций для координат и импульсов и т.д.

Наиболее интересные эффекты имеют место при конечном J в квантовом режиме при различном соотношении между g_E и g_M , особенно при значениях констант взаимодействия выше и ниже критических. Укажем простейшие случаи: 1) $g_M = 0$, что соответствует RWA-приближению; 2) $g_E = g_M$, что соответствует стандартной модели Дике. Данные ситуации хорошо изучены и допускают простую интерпретацию [6].

Гамильтониан (1) изображается матрицей в базисе $|n\rangle \otimes |J, m\rangle$, где $|n\rangle$ - фокковский вектор, а $|J, m\rangle$ собственный вектор J^2 и J_z . После этого собственные значения E_j легко находятся численными

методами. Функция распределения $P(s)$ межуровневых расстояний $s = E_{j+1} - E_j$ свидетельствует либо об интегрируемости (пуассоновское распределение), либо неинтегрируемости (вигнеровское распределение) системы с (2).

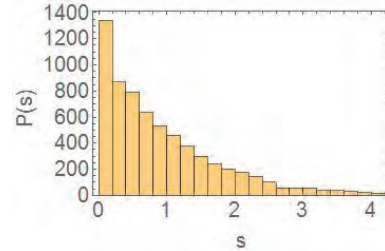


Рис. 1. Функция распределения межуровневых расстояний для анизотропной модели (1). Параметры $g_E = 0.2$ и $g_M = 0.4$ соответствуют интегрируемому случаю (статистика Пуассона)

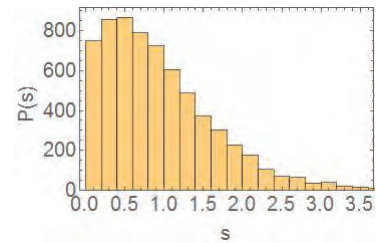


Рис. 2. Функция распределения межуровневых расстояний для анизотропной модели (1) (которая близка к распределению Вигнера). Параметры $g_E = 0.6$ и $g_M = 0.8$ соответствуют неинтегрируемому случаю

Таким образом, в случае обобщенной модели Раби необходимо учитывать влияние стохастизации (классического и квантового хаоса) на стабильность фаз. При этом электрическая или магнитная фазы могут быть нестабильны также по отношению к влиянию различных факторов, например, относительно нерезонансных эффектов и специфики связи системы «кубиты+фотоны» с термостатом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 20-07-00952.

Литература

1. Dicke R. H. // Phys. Rev. 1954. Vol. 93. P. 99.
2. S. Sachdev, *Quantum Phase Transitions*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
3. A. Polkovnikov, K. Sengupta, A.Silva, M. Vengalattore// Rev. Mod. Phys. 83, 863 (2011).
4. В.В. Кочаровский, В.В. Железняков, Е.Р. Кочаровская, В.В. Кочаровский //УФН 187, 367 (2017).
5. G. Wendin // Rep. Prog. Phys, V. 80, 106001 (2017).
6. С. Emary, Т. Brandes// Phys. Rev. E 67, 066203 (2003).

Планарный эффект Джозефсона на поверхности магнитного Вейлевского полуметалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$

О.О. Швецов¹, В.Д. Есин¹, Ю.С. Бараш¹, А.В. Тимонина¹,
Н.Н. Колесников¹, Э.В. Десятков^{1§}

¹ Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

§ dev@issp.ac.ru

В данной работе мы экспериментально исследовали электронный транспорт между двумя сверхпроводящими контактами на поверхности магнитного Вейлевского полуметалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$, находящимися на расстоянии 5 мкм. Для магнитно разупорядоченного состояния $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$, мы наблюдаем лишь процесс Андреевского отражения вблизи каждого контакта, что, однако, означает высокую прозрачность интерфейса индий- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. После намагничивания образца внешним магнитным полем, образец демонстрирует выраженный аномальный эффект Холла. В этом режиме мы обнаружили джозефсоновский ток между 5 мкм разделёнными индиевыми контактами, с необычными зависимостями максимального тока от магнитного поля и температуры.

Введение

Подобно другим топологическим материалам, Вейлевские полуметаллы характеризуются топологически защищёнными поверхностными состояниями – Ферми-арками, соединяющими проекции вейлевских точек на поверхностную зону Брюллиэна в k -пространстве [1]. Вейлевские полуметаллы реализуются при нарушении либо симметрии по обращению времени, либо пространственной симметрии. Большинство экспериментально исследованных Вейлевских полуметаллов являются нецентросимметричными кристаллами, и для них были продемонстрированы поверхностные состояния типа Ферми-арок при помощи фотоэмиссии с угловым разрешением [2,3].

В то же время, существует только несколько кандидатов на роль Вейлевского полуметалла с нарушением симметрии по обращению времени. В частности, было продемонстрировано [4,5] наличие гигантского аномального эффекта Холла для слоистого ферромагнетика $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$, проявляющегося как наличие ненулевой Холловской проводимости в нулевом магнитном поле. Аномальный эффект Холла рассматривается как прямое указание на магнитную Вейлевскую фазу, в соответствии с моделью Вейлевского полуметалла как стопки двумерных топологических изоляторов, где черновские краевые состояния формируют поверхностные Вейлевские состояния [1]. Ферми арки действительно наблюдались на поверхности $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ методами сканирующей туннельной спектроскопии [6].

Полученные результаты

В данной работе мы экспериментально исследовали электронный транспорт между двумя сверхпроводящими контактами на поверхности магнитного Вейлевского полуметалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$, находящимися на расстоянии 5 мкм. Для магнитно разупорядоченного состояния $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$, мы наблюдаем лишь процесс Андреевского отражения вблизи каждого контакта, что, однако, означает высокую прозрачность интерфейса индий- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. После намагничивания образца внешним магнитным полем, образец демонстрирует выраженный аномальный эффект Холла. В этом режиме мы обнаружили джозефсоновский ток между 5 мкм разделёнными индиевыми контактами, с необычными зависимостями максимального тока от магнитного поля и температуры.

Поскольку аномальный эффект Холла в магнитных Вейлевских полуметаллах связывается с наличием спин-поляризованных поверхностных токонесящих состояний, мы обсуждаем полученные результаты как вклад в спин-триплетный Джозефсоновский ток от топологически-защищённых состояний типа Ферми-арок на поверхности $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-02-00203), и программ РАН.

Литература

1. См. Недавний обзор N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, *Rev. Mod. Phys.* 90, 15001 (2018).
2. P.K. Das, D.D. Sante, I. Vobornik, J. Fujii, T. Okuda, E. Bruyer, A. Gyenis, B.E. Feldman, J. Tao, R. Ciancio, G. Rossi, M.N. Ali, S. Picozzi, A. Yazdani, G. Panaccione, and R.J. Cava, *Nature Comm.* 7, 10847 (2016).
3. B. Feng, Y.-H. Chan, Y. Feng, R.-Y. Liu, M.-Y. Chou, K. Kuroda, K. Yaji, A. Harasawa, P. Moras, A. Barinov, W. Malaeb, C. Bareille, T. Kondo, S. Shin, F. Komori, T.-C. Chiang, Y. Shi, and I. Matsuda, *Phys Rev B* 94, 195134 (2016).
4. Enke Liu, Yan Sun, Nitesh Kumar, Lukas Muechler, Aili Sun, Lin Jiao, Shuo-Ying Yang, Defa Liu, Aiji Liang, Qi-unan Xu, Johannes Kroder, Vicky Süß, Horst Borrmann, Chandra Shekhar, Zhao-sheng Wang, Chuanying Xi, Wen-hong Wang, Walter Schnelle, Steffen Wirth, Yulin Chen, Sebastian T. B. Goennenwein, and Claudia Felser, *Nature Physics* 14, 1125 (2018).
5. Qi Wang, Yuanfeng Xu, Rui Lou, Zhonghao Liu, Man Li, Yaobo Huang, Dawei Shen, Hongming Weng, Shancai Wang and Hechang Lei, *Nature Communications* 9, 3681 (2018).
6. Noam Morali, Rajib Batabyal, Pranab Kumar Nag, Enke Liu, Qiunan Xu, Yan Sun, Binghai Yan, Claudia Felser, Nurit Avraham, Haim Beidenkopf, *Science*, 365, 1286 (2019).

Импульсное возбуждение коллективных состояний в трехкубитной системе

А.А. Штыгашев¹, Я.С. Гринберг^{1*}

¹ Новосибирский государственный технический университет, пр-т К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

*yakovgreenberg@yahoo.com

В настоящей работе исследована временная динамика поглощения однофотонного импульса тремя взаимодействующими кубитами, помещенными в одномерный волновод. Численный расчет проведен для пакета гауссовой формы при разных параметрах частотной расстройки и взаимодействия между кубитами. Исследовано динамическое поведение вероятности возбуждения каждого кубита. Показано, что максимальные амплитуды возбуждения кубитов достигаются, когда частота возбуждения совпадает с частотой возбуждения соответствующего стационарного состояния системы. При этом величина амплитуды возбуждения каждого кубита в цепочке однозначно коррелирует с вкладом данного кубита в соответствующее стационарное состояние системы, а затухание этих амплитуд определяется шириной резонанса, возникающей вследствие взаимодействия кубита с фотонным полем волновода.

Введение

Существующие в настоящее время квантовые процессоры состоят, как минимум, из нескольких десятков кубитов. Поэтому исследование импульсного возбуждения многокубитных структур представляет определенный интерес. Как показано в [1], поведение многокубитных структур при импульсном возбуждении имеет важные особенности, обусловленные взаимодействием фотона с коллективными многочастичными состояниями.

В настоящей работе мы исследуем динамическое поведение при импульсном возбуждении линейной цепочки, состоящей из трех кубитов, взаимодействующих с фотонным полем одномерного волновода. В отличие от работы [1], где рассматривалась цепочка из реальных атомов, здесь мы рассматриваем сверхпроводниковые кубиты, которые, в отличие от реальных атомов имеют технологический разброс по своим параметрам (например, энергии возбуждения кубитов в принципе отличаются друг от друга). Кроме того, энергию возбуждения каждого кубита можно индивидуально перестраивать посредством внешних цепей. Другим отличием настоящей работы является то, что мы учитываем прямое взаимодействие между кубитами- взаимодействие типа Изинга между ближайшими соседями. Это взаимодействие приводит к образованию коллективных квазистационарных состояний, ширина которых определяется взаимодействием каждого кубита с фотонным полем волновода. Численный расчет проведен для пакета гауссовой формы при разных параметрах частотной расстройки и взаимодействия между кубитами. Исследовано динамическое поведение вероятности возбуждения

каждого кубита. Показано, что импульсное возбуждение позволяет идентифицировать квазистационарные состояния системы: величина амплитуды возбуждения каждого кубита в цепочке однозначно коррелирует с вкладом данного кубита в соответствующее стационарное состояние системы, а затухание этих амплитуд определяется шириной резонанса квазистационарных состояний.

Постановка задачи

Сначала рассмотрим гамильтониан стационарной задачи

$$H_0 = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^3 (1 + \sigma_z^{(n)}) \Omega_n - J (\sigma_1^+ \sigma_2 + \sigma_2^+ \sigma_1 + \sigma_3^+ \sigma_2 + \sigma_2^+ \sigma_3) \quad (1)$$

где Ω_n -частота возбуждения кубитов, J - константа межкубитного взаимодействия, σ_n^+ , σ_n^- - повышающие и понижающие операторы Паули. Далее, мы рассматриваем только однофотонное приближение, когда возбужден только один из кубитов. В соответствии с этим пространство Гильберта ограничим следующими векторами:

$$|1\rangle = |e_1 g_2 g_3\rangle \quad |2\rangle = |g_1 e_2 g_3\rangle \quad |3\rangle = |g_1 g_2 e_3\rangle \quad (2)$$

Для идентичных кубитов ($\Omega_n = \Omega$) стационарные энергии этой системы: $E_1 = \Omega - \sqrt{2}J$; $E_2 = \Omega$; $E_3 = \Omega + \sqrt{2}J$. Соответствующие волновые функции есть

$$\Psi_1 = \frac{1}{2}|1\rangle + \frac{\sqrt{2}}{3}|2\rangle + \frac{1}{2}|3\rangle \quad (3a)$$

$$\Psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle + 0|2\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|3\rangle \quad (3b)$$

$$\Psi_3 = \frac{1}{2}|1\rangle - \frac{\sqrt{2}}{3}|2\rangle + \frac{1}{2}|3\rangle \quad (3c)$$

Следует отметить, что коэффициенты в этих суперпозициях не зависят от параметра J .

Взаимодействие кубитов с фотонным полем описывается эффективным гамильтонианом, который в базисе собственных векторов (2) можно записать в следующем виде [2]:

$$\begin{aligned} \langle m | H_{eff} | n \rangle = & (\Omega_m - i\Gamma_m) \delta_{m,n} - J_{n-1} \delta_{m,n-1} \\ & - J_n \delta_{m,n+1} - i(\Gamma_m \Gamma_n)^{1/2} e^{ik|d_{mn}|} \end{aligned} \quad (4)$$

где Γ_m - частота спонтанного излучения m -го кубита в волновод, d_{mn} - расстояние между двумя кубитами с номерами n и m .

Взаимодействие системы с фотонным полем резонатора описывается Гамильтонианом

$$H = H_0 + \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k + \sum_{n=1}^3 \sum_k \left(g_k^{(n)} e^{-ikx_n} \sigma_-^{(n)} a_k^\dagger + h.c. \right) \quad (5)$$

Волновая функция имеет следующий вид

$$|\Psi\rangle = \sum_{n=1}^3 \beta_n(t) e^{-i\Omega_n t} |n\rangle + \sum_k \gamma_k(t) e^{-i\omega_k t} |G, k\rangle \quad (6)$$

где $|1\rangle = |e_1 g_2 g_3 0_k\rangle$, $|2\rangle = |g_1 e_2 g_3 0_k\rangle$, $|3\rangle = |g_1 g_2 e_3 0_k\rangle$
 $|G, k\rangle = |g_1 g_2 g_3, 1_k\rangle$

Из уравнения Шредингера $i d\Psi/dt = H\Psi$ получим дифференциальные уравнения для амплитуд $\beta_n(t)$, описывающие эволюцию амплитуд вероятности возбуждения кубитов.

Результаты расчета

Ниже приведены результаты численного расчета временной динамики амплитуд возбуждения кубитов при возбуждении системы гауссовым импульсом с гармоническим заполнением (детали численного метода описаны в [3]). На Рис. 1 приведена зависимость максимальной вероятности возбуждения каждого кубита от частоты возбуждающего импульса. Мы видим, что положение пиков с хорошей точностью совпадает с энергиями стационарного гамильтониана (1), соотношение высот пиков на каждой частоте соответствует величине суперпозиционных коэффициентов в волновых функциях (3). Например, на средней панели Рис. 1 видно, что на частоте, соответствующей энергии E_2 , второй кубит не возбуждается, поскольку соответствующий коэффициент в (3b) равен нулю. Как показывает детальный расчет, ширины этих пиков также согласуются с величиной мнимых частей энергий, полученных из неэрмитова гамильтониана (4).

На Рис.2. показана зависимость от времени амплитуды вероятности возбуждения кубитов при частоте возбуждения равной второму энергетическому уровню системы. При этом для первого и третьего кубита наблюдается субрадиантный режим.

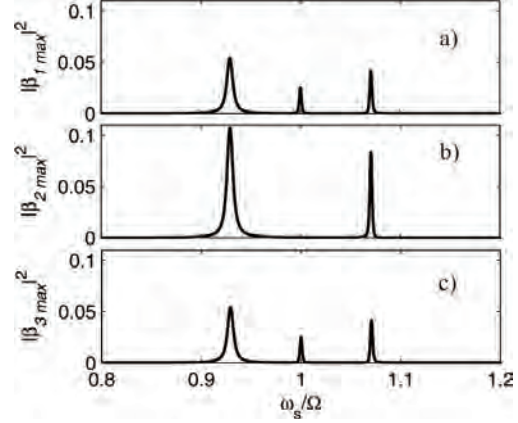


Рис. 1. Спектроскопия 3-х кубитной системы. Зависимость максимумов вероятности возбуждения кубитов от зондирующей частоты ω_s однофотонного волнового пакета. $d=1\text{мм}$, $J/\Omega=0.05$, $\Omega/2\pi=5$ ГГц, $\Gamma/2\pi=10$ МГц

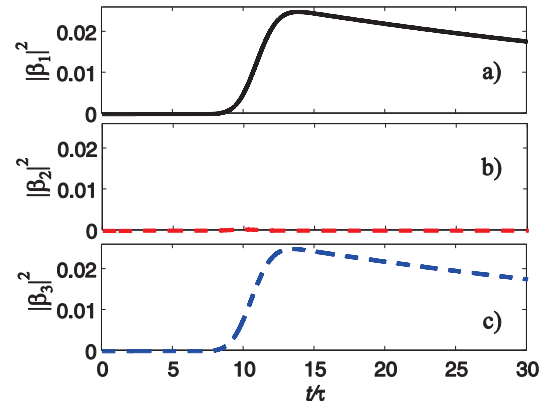


Рис. 2. Зависимость от времени амплитуды вероятности возбуждения кубитов при частоте возбуждения равной второму энергетическому уровню системы, $\omega_s = \text{Re}E_2 = \Omega$. $d=1\text{мм}$, $J/\Omega=0.05$, $\Omega/2\pi=5$ ГГц, $\Gamma/2\pi=10$ МГц

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проекта «Нелинейная электродинамика электронных систем в микро- и наноструктурах».

Литература

- [1] Z. Liao, X. Zeng, Shi-Yao Zhu, and M. S. Zubairy // Phys. Rev. **A92**, 023806 (2015).
- [2] Ya. S Greenberg, A. A. Shtygashev // Phys. Rev. A **92**, 063835 (2015).
- [3] Ya. S. Greenberg, A. A. Shtygashev // Physics of the Solid State. **60**, 2109 (2018).

Квантовая модель отклика болометра на основе структуры СИНИС с подвешенным абсорбером

Р.А. Юсупов^{1*}, А.А. Гунбина^{2,3}, А.М. Чекушкин¹, Д.В. Нагирная¹, М.А. Тарасов^{1,4}

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая 11, корп.7. 125009.

2 Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, ул. Минина, 24, 603950.

3 Институт прикладной физики РАН, г. Н. Новгород, ул. Ульянова 46, 603950.

4 Чалмерский технологический университет, Швеция, Гётеборг, SE-412 96.

* yusupovrenat@hitech.cplire.ru

Разработаны, изготовлены и экспериментально исследованы в ТГц диапазоне частот болометры на основе структуры сверхпроводник – изолятор – нормальный металл – изолятор – сверхпроводник с подвешенным над подложкой абсорбером (поглотителем). В таких структурах, в отличие от ранее исследуемых болометров с абсорбером, находящимся непосредственно на подложке, реализуется болометрический режим работы приемника, т.е. возбуждается более одного электрона на один ТГц квант излучения (квантовая эффективность больше 1). В исследуемых болометрах удалось достичь квантовой эффективности 15 электронов на квант излучения с частотой 350 ГГц.

Введение

Концепция болометра на основе СИНИС структуры появилась как развитие идеи андреевского болометра, в котором для преодоления его частотных ограничений было предложено заменить Андреевские контакты на туннельные переходы сверхпроводник-изолятор – нормальный металл (СИН) [1]. Традиционно такие болометры изготавливались при помощи теневого напыления, где первый слой - абсорбер напылялся непосредственно на подложку. Так же важным преимуществом считалась возможность прямого электронного охлаждения в таких структурах, из-за которого они также получили название болометр на холодных электронах (БХЭ). Также как наследие от Андреевских приемников для описания работы болометра на основе СИНИС структуры используется теоретическая модель на основе уравнения теплового баланса [2], которая применима только для оценок чувствительности на постоянном токе. Расчет чувствительности через уравнение теплового баланса для СИНИС структур (БХЭ) не учитывает квантовый характер поглощения, фонон-электронный обмен, снижение квантовой эффективности за счет выноса высокоэнергичных электронов.

Режимы работы СИНИС болометра

Другой подход к оценке чувствительности опирается на неравновесные электронные и фононные функции распределения и механизмы квантового поглощения излучения [3]. Оценивается квантовая эффективность, которая равна количеству возбуж-

денных электронов на один фотон, и может достигать значения $n=hf/kT$. Однако, если вблизи щели присутствует достаточно сильный эффект электронного охлаждения, который оперативно удаляет возбуждения из абсорбера, то возбужденные электроны не успевают размножиться, и квантовая эффективность не превышает единицы. Соответственно выделяют 2 режима работы болометра на основе СИНИС структуры: фотонный счетчик и болометрический режим. Ампер-ваттная чувствительность составляет от $dI/dP=e/hf$ в первом режиме и до e/kT в болометрическом режиме.

Основные параметры режимов можно представить в виде таблицы для частоты сигнала 350 ГГц и температуры 280 мК (таблица 1). Максимум отклика по напряжению взят на половине щели при дифференциальном сопротивлении 35 кОм для болометра с нормальным сопротивлением в 1 кОм. Для практического болометра размножение горячих электронов идет только до уровня половины щели, где со стороны сверхпроводника находится расходящаяся плотность состояний и все возбужденные электроны туннелируют в систему считывания.

Болометрический режим с высокой квантовой эффективностью можно реализовать с использованием подвешенного абсорбера из тяжелых металлов, в котором велико сопротивление Капицы на границе с алюминиевыми электродами и слабое электрон-фононное взаимодействие. Дополнительно, оптимальное значение сопротивления переходов для реализации квантового режима составляет 5 кОм,

тогда как в образцах с электронным охлаждением сопротивление СИН перехода обычно составляет около 0.5 кОм.

Режим работы	Токовый отклик	dI/dP (А/Вт)	dV/dP (В/Вт)
Фотонный счетчик с эл. охлаждением	e/hf	762	$2.6 \cdot 10^7$
Практический болометр на щели $R_d=35$ кОм	$2N_d$	$5 \cdot 10^3$	$1.75 \cdot 10^8$
Квантовый болометр вблизи щели $R_d=2$ кОм	$e/2kT$	$2.2 \cdot 10^4$	$4.4 \cdot 10^7$
Электрический болометр на постоянном токе	$2k/(R_d e \Sigma \nu T^4)$	$3.7 \cdot 10^5$	$1.3 \cdot 10^{10}$

Таблица 1. Отклики по напряжению и току для различных режимов работы СИНИС болометра

Болометр на основе структуры СИНИС с подвешенным абсорбером

Первые образцы СИНИС-болометров с подвешенными абсорберами изготавливались по простой технологии с гафниевым абсорбером и одним жидкостным травлением алюминия под абсорбером. Такие образцы имели ряд недостатков, в том числе отрицательное влияние близко расположенного нормального металла разводки на сверхпроводимость алюминиевых электродов. Следующая конструкция включала уже два травления, первое в кислоте для удаления меди вблизи контактов с антенной и второе в щелочи для травливания алюминия под абсорбером. Такая технология позволяет избавиться от частичного подавления сверхпроводимости, но не позволяет использовать благородные металлы для абсорбера, так как их сложно травить в кислоте.

Оптический отклик болометров, интегрированных в двойную щелевую антенну на частоту 350 ГГц, измерен при температурах до 100 мК с использованием черного тела (ЧТ) в качестве источника излучения. Источник представляет собой пленку никрома на сапфировой подложке. Для устранения

фоновой засветки образца между источником и сапфировой линзой, на которой размещался чип, дополнительно помещали диафрагму и полосно-пропускающий фильтр с центральной частотой 350 ГГц.

Отклик по току для болометра с медным абсорбером составил 0.7 нА (см. рис.1) при мощности излучения 0.06 пВт, что соответствует отклику по току $1.1 \cdot 10^4$ А/Вт. Ток 0.7 нА соответствует $4.3 \cdot 10^9$ электронов в секунду. А мощность 0.06 пВт соответствует $2.8 \cdot 10^8$ квантов с частотой 350 ГГц в секунду. Квантовая эффективность составила более 15 электронов на квант излучения на частоте 350 ГГц.

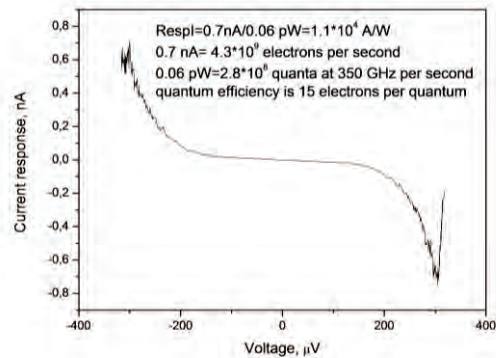


Рис. 1. Отклики по току при температуре 120мК на излучение ЧТ мощностью 0.06 пВт

Наши измерения СИНИС болометров с подвешенным абсорбером из меди, гафния, палладия подтвердили модель квантового поглощения на частоте 350 ГГц и продемонстрировали высокую квантовую эффективность, достигающую 15 электронов на квант излучения, т.е. в таких СИНИС болометрах реализуется болометрический режим с высокой квантовой эффективностью.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ РАН (№0030-2019-0003). Изготовление и исследование образцов произведено с использованием уникальной научной установки (УНУ №352529).

Литература

1. Kuzmin L. S. //Physica B: Condensed Matter. – 2000. – Т. 284. – С. 2129-2130.
2. Kuzmin L., Golubev D. //Physica C: Superconductivity. – 2002. – Т. 372. – С. 378-382.
3. Девятов И. А., Крутицкий П. А., Куприянов М. Ю. //Письма в Журнал экспериментальной теоретической физики. – 2006. – Т. 84. – №. 2. – С. 61-66.

Наведенная намагниченность в слое сверхпроводника в бислоях сверхпроводник/ферромагнетик

В.О. Яговцев¹, Н.Г. Пугач^{1, 2, *}

¹ Национальный Исследовательский Университет «Высшая Школа Экономики», Москва, 101000.

² Научно-Исследовательский Институт Ядерной Физики имени Д. В. Скобельцына, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские Горы, д. 1(2), Москва ГСП-2, 119991.

*npugach@magn.ru

Работа посвящена теоретическому исследованию структур с интерфейсом сверхпроводник-ферромагнитный диэлектрик (S/FI). Структура анализируется аналитически в диффузионном пределе с использованием квазиклассического уравнения Узаделя. Предполагается, что температура близка к критической температуре сверхпроводника и что все материалы находятся в равновесии. Рассчитана наведенная намагниченность, которая возникает в данном пределе.

Введение

Сверхпроводящая спинтроника является достаточно молодой областью нанoeлектроники квантовых систем, которая появилась в 21 веке и в последние годы активно развивается. Как и в классической спинтронике, её основной идеей является использование переноса спина электронов для хранения и обработки информации, но реализованная в сверхпроводящих структурах. В экспериментальной статье [1] исследовался обратный эффект близости в структурах с ферромагнитным изолятором. В данной работе рассчитывалась наведенная в сверхпроводнике намагниченность, предсказанная в работе [2]. В работе [2] и в последующих экспериментальных работах наведенная намагниченность исследовалась в структурах с ферромагнитными металлами. В данной работе, в качестве слоя ферромагнетика используется слой ферромагнитного металла либо слой ферромагнитного изолятора.

Описание модели

Исследовалась структура, которая представляет собой слой сверхпроводника, граничащего со слоем ферромагнетика толщиной L (рис. 1). В качестве ферромагнетика рассматривались в двух случаях металл и изолятор в третьем случае.

Для нахождения функции Грина решалось уравнение Узаделя [3]:

$$[i\omega_n \hat{\tau}_3 - \hat{\Delta} - \mathbf{J}(\mathbf{R}) \cdot \hat{\sigma}, \hat{g}] + \frac{D}{\pi} \nabla(\hat{g} \nabla \hat{g}) = 0.$$

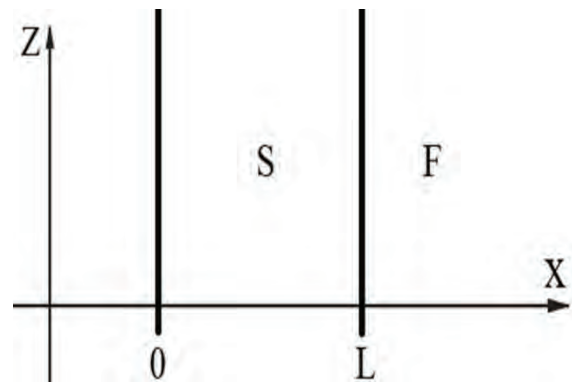


Рис. 1. Конфигурация слоев исследуемой структуры

Здесь $D = 1/3\tau v_F^2$ – диффузионная константа в материале, τ – время релаксации электронных состояний, v_F – скорость Ферми, ω_n – Мацубаровские частоты, $\hat{\tau}_3$ – матрица Паули в намбу-пространстве, $\hat{\Delta}$ – матрица параметра порядка сверхпроводника, $\mathbf{J}(\mathbf{R})$ – вектор, характеризующий энергию обменного поля, \mathbf{R} – радиус-вектор, $\hat{\sigma}$ – вектор матриц Паули в спиновом пространстве, \hat{g} – матричная функция Грина сверхпроводника. Все вышеупомянутые матрицы являются матрицами размера 2x2 в пространстве Намбу-Горькова.

Данное уравнение решалось для случая ферромагнитного изолятора в приближении температур, близких к критической, а также для случая ферромагнитного металла в двух приближениях: слабой прозрачности и близости температуры к критической. При этом для случая ферромагнитного изолятора к уравнению Узаделя добавлялись граничные условия, записанные группой Эшрига [4,5] для слу-

чая сильно поляризованных магнетиков в контакте со сверхпроводником. Считаем, что в сверхпроводнике движение частиц происходит в диффузионном режиме, что верно для грязных сверхпроводников, в которых длина пробега электронов много меньше длины когерентности. Решая уравнения Узалея, мы получали аномальную функцию Грина.

Зная функцию Грина, находили намагниченность в сверхпроводнике, причем предполагали, что можно не учитывать эффект Мейснера, поскольку Лондоновская глубина проникновения магнитного поля много больше толщины сверхпроводника.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены полученные зависимости наведенной намагниченности от угла спинового смешивания при различных толщинах сверхпроводника для случая S/FI. Для обоих случаев S/FM зависимость ведет себя похожим образом. Угол спинового смешивания является феноменологическим параметром и описывает, насколько сильно на границе S/F магнитное поле влияет на разность фаз для электронов со спинами вверх и со спинами вниз.

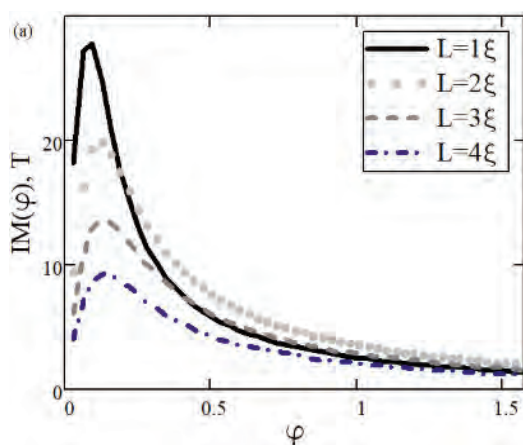


Рис. 2. Пространственная зависимость наведенной намагниченности от угла спинового смешивания при различных толщинах сверхпроводника для случая S/FI

Интересна полученная зависимость наведенной намагниченности тем, что объяснение наличия у нее максимальной точки можно провести из весьма общих физических соображений. Заметим, что угол спинового смешивания связан с намагниченностью ферромагнетика и растет вместе ней, хотя и нелинейным образом. При небольших значениях угла спинового смешивания число триплетных куперов-

ских пар, порождающих наведенную намагниченность, растет, вслед за чем увеличивается и сама намагниченность. Однако вместе с тем растет и намагниченность ферромагнетика, а это означает, что сверхпроводник подавляется все сильнее. Это значит, что суммарное количество куперовских пар, синглетных и триплетных, уменьшается.

Таким образом, рост угла спинового смешивания порождает два процесса: увеличение доли триплетных пар в числе всех куперовских пар и снижение полного числа пар в сверхпроводнике. Этим и объясняется тот факт, что в какой-то момент доля триплетных пар от всех пар увеличится, но при этом количество триплетных пар пойдет на спад. В этот момент и будет достигнута точка максимума намагниченности от угла спинового смешивания.

Благодарности

Публикация подготовлена при поддержке гранта РФФИ на проект № 19-02-00316 «Связь магнитных, оптических, и транспортных свойств магнитных гибридных нано-структур», проводимого в рамках проектов фундаментальных научных исследований РФФИ.

Литература

1. Wolf M.J., Sürgers C., Fischer G., Beckmann D. Spin-polarized quasiparticle transport in exchange-split superconducting aluminum on europium sulfide // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 2014. Vol. 90, № 14.
2. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. Induced ferromagnetism due to superconductivity in superconductor-ferromagnet structures // *Phys. Rev. B.* 2004. Vol. 69, № 17. P. 174504.
3. Champel T., Eschrig M. Effect of an inhomogeneous exchange field on the proximity effect in disordered superconductor-ferromagnet hybrid structures // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 2005. Vol. 72, № 5. P. 1–11.
4. Ouassou J.A., Pal A., Blamire M., Eschrig M., Linder J. Triplet Cooper pairs induced in diffusive s-wave superconductors interfaced with strongly spin-polarized magnetic insulators or half-metallic ferromagnets // *Sci. Rep.* 2017. Vol. 7, № 1. P. 24–32.

Секция 2

Магнитные наноструктуры

Magnetic spiral order in the square-lattice spin system $(\text{CuBr})\text{Sr}_2\text{Nb}_3\text{O}_{10}$

A.V. Mikheyenkov^{1, 2, 3 *}, V.E. Valiulin^{2, 3}, A.F. Barabanov¹

¹ Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow (Troitsk) 108840, Russia.

² M.Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Moscow 141700, Russia.

³ NRC «Kurchatov Institute» -- ITEP, Moscow 117218, Russia.

*mikheen@bk.ru

We address quantum spin helical states in the strongly frustrated Heisenberg model. Contrary to conventional Dzyaloshinskii-Moriya approach we show that such states appear without central symmetry breaking. As an example, we demonstrate that the magnetic and thermodynamic properties of the quasi-two-dimensional square-lattice compound $(\text{CuBr})\text{Sr}_2\text{Nb}_3\text{O}_{10}$ can be interpreted within 2D $S = 1/2$ J_1 - J_2 - J_3 Heisenberg model. In this compound neutron experiment indicates helical spin order while central symmetry does hold.

Introduction

Helical (spiral) spin states constitute a topical and intriguing field of magnetism being the subject of intense research last years. Most of the investigations consider the helical state caused by the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) [1,2].

The DMI is widely used mechanism for theoretical description of neutron scattering experimental data for complex spin structures. It is however noteworthy that DMI approach presumes broken inversion symmetry.

Basically, there exists alternative way to get helical states that does not require inversion symmetry breaking. It appears to be strongly frustrated Heisenberg model (see, for example [3]). In particular, in two dimensions for the square lattice helices emerge when exchange interaction on three nearest coordination spheres are considered.

Hereinafter we address quasi-two-dimensional compound with stacked square lattice magnetic planes $(\text{CuBr})\text{Sr}_2\text{Nb}_3\text{O}_{10}$. Neutron scattering experiment [4,5,6] indicates helical spin order in this substance, while DMI-based explanation is unacceptable (inversion symmetry is preserved). This dyad brings forth the assumption to describe the magnetic order via J_1 - J_2 - J_3 Heisenberg model [4,5]

In the present work we verify the mentioned assumption, we show that the experimental properties of the layered compound $(\text{CuBr})\text{Sr}_2\text{Nb}_3\text{O}_{10}$ [4,5,6] are well reproduced within the limits of quantum $S=1/2$ J_1 - J_2 - J_3 Heisenberg model on the square lattice.

Our consideration is strictly 2D, hence at nonzero temperature long-range order is impossible due to Mermin-

Wagner theorem. So we address spin-liquid state, in particular with helicoidal structure of short-range order. This approach leads to adequate description of both neutron scattering experiment and thermodynamic properties. We also propose the possible way of experimental verification of the approach adequacy by the analysis of spin excitation spectrum.

Model and method

The Hamiltonian of the model reads

$$H = J_0 h$$

$$h = \sum_N \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + \sum_{NN} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + \sum_{NNN} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$$

where J_0 defines the energy scale, $(J_1)^2 + (J_2)^2 + (J_3)^2 = 1$ in the dimensionless Hamiltonian h , $(S_i)^2 = 3/4$; N, NN and NNN denote the sums over nearest neighbor, next-nearest neighbor and next-to-next-nearest neighbor bonds of the square lattice sites \mathbf{i}, \mathbf{j} .

The adopted theoretical approach is the spherically symmetric self-consistent approach (SSSA) – spin-rotation-invariant Green's function method (RGM in alternative notation) (see, for example [3]). The SSSA proved to be the appropriate for low dimension. It preserves the spin $SU(2)$ and translation symmetries of the Hamiltonian and allows:

- i. to satisfy the Marshall and Mermin-Wagner theorems
- ii. to describe at $T=0$ the system states both with and without long-range order
- iii. to find the microscopic characteristics such as the spin-excitation spectrum, the spin-gaps and the explicit form of the dynamic susceptibility; to go beyond the mean-field approximation by introducing damping.

Note, that SSSA is inappropriate for the description of broken symmetry states, such as box of columnar phase as well as fractionalized excitations.

We do not go into the detail of the SSSA, in brief it amounts to the decoupling the chain of the equations of motion for the spin Green's function at the second step, and the spin order is characterized by spin-spin correlators. Note also, that spin constraint $(S_i)^2=3/4$ is hold exactly on each site, while in alternative approaches – Dyson-Maleev, modified spin waves and Schwinger bosons it is fulfilled only in average.

Results and discussion

The aim of the work is to describe the experimental data for the layered square-lattice compound $(\text{CuBr})\text{Sr}_2\text{Nb}_3\text{O}_{10}$. This appears to be particular case of the general picture of J_1 - J_2 - J_3 model thermodynamic properties (we set aside layer-layer interaction and consider the problem in the purely 2D case).

Spin order is dictated by the position of the structure factor c_q maximum in the Brillouin zone. Note that in 2D at $T>0$ long-range order is absent and the correlation length is defined by c_q height.

The spin order of $(\text{CuBr})\text{Sr}_2\text{Nb}_3\text{O}_{10}$ proposed in [4], corresponds to c_q maximum at the point $(3\pi/4, 0)$. We remind that in our 2D approach mean cite spin is zero, and the position of c_q maximum defines short-range order expressed through spin-spin correlators.

It is also worth noting that the position of c_q maximum does not allow to define the unique values of exchange parameters J_1, J_2, J_3 (apart from normalization). Any set of exchange parameters corresponds to a line on $J_2/J_1, J_3/J_1$ plane. We have used the exchange parameters values corresponding to point $(3\pi/4, 0)$ and minimal J_3 (it is physically obvious that J_3 is weak): $J_1=-0.81, J_2=0.56, J_3=0.17$ (the energy scale $J_0=38\text{K}$ was defined by fitting the calculated capacity maximum position to the experimental one).

The calculated heat capacity and magnetic susceptibility curves are in good qualitative agreement with the experimental ones. We do not present the comparative pictures here due to the lack of space. Note, that we use the simplest variant of SSSA – the so-called one vertex approximation. The well designed complification of the approach can perfectly match the experiment.

Thus, the self-consistent spherically symmetric approach for 2D frustrated J_1 - J_2 - J_3 Heisenberg model gives a satisfactory description of both neutron scatter-

ing experiment and thermodynamic properties of the quasi-two-dimensional square-lattice compound $(\text{CuBr})\text{Sr}_2\text{Nb}_3\text{O}_{10}$.

The comparison of the other theoretical results with the experiment could serve as the verification procedure. Fig.1 represents the spin excitation spectrum for the used exchange parameters. Its particular features – large nearly dispersionless region, local minimum on the Brillouin zone side, and "beak" near the antiferromagnetic point (π, π) – being tested experimentally could prove or discard the supposed approach.

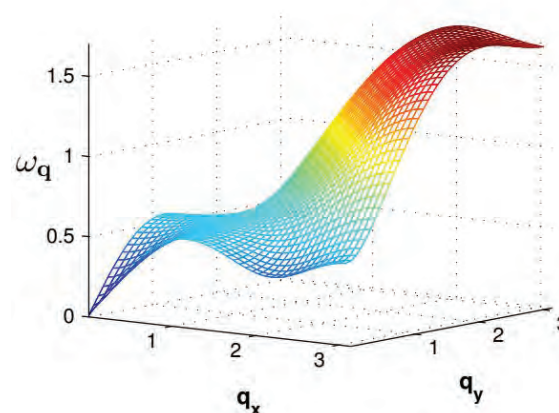


Fig 1. Spin excitations spectrum for the adopted exchange parameters. Quarter of the Brillouin zone is depicted. Note large dispersionless region, local minimum on the Brillouin zone side, and "beak" near the AFM point (π, π)

The authors are grateful to N.M. Chtchelkatchev for useful discussions. This work is supported by Russian Foundation for Basic Research, grant 19-02-00509. Numerical simulations were supported by Russian Science Foundation (grant RSF 18-12-00438).

References

1. I. Dzialoshinskii // Sov. Phys. JETP V 5, 1259 (1957).
2. T. Moriya // Phys. Rev. V 120, 91 (1960)
3. V.E. Valiulin, A.V. Mikheyenkov, N. M. Chtchelkatchev et al. // J. Phys.: Condens. Matter, V 31 455801, 2019.
4. S.M. Yusuf, A.K. Bera, C. Ritter et al. // Phys. Rev. B V 84, 064407 (2011).
5. C. Ritter S.M. Yusuf, A.K. Bera et al. // Phys. Rev. B V 88, 104401 (2013)
6. Y. Tsujimoto, Y. Baba, N. Oba et al. // J. Phys. Soc. Jpn. V 76, 063711 (2007).

Математическое моделирование магнитных мягких материалов с эллипсоидальными наночастицами

А.В. Акишева¹

¹ Уральский Федеральный Университет, ул. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000

*annagudkova94@gmail.com

Данное исследование направлено на изучение магнитных мягких материалов с эллипсоидальными наночастицами, основанное на результатах компьютерного моделирования и теоретического анализа. Такой комплексный подход позволяет выявить влияние анизотропии формы частиц на микроструктуру и макроскопические свойства системы. Было обнаружено, что ориентация и величина магнитных моментов каждой частицы, а также соотношение полуосей эллипсоида, влияют на поведение системы и ее свойства.

Введение

Интенсивное развитие современных технологий предоставляет возможность для исследования мягких магнитных материалов на новом уровне, чему способствуют такие факторы, как развитие синтеза новых композитных полимерных материалов с контролируемыми свойствами и создание новых магнитных наночастиц, обладающих анизометрией формы [1] и анизотропной внутренней структурой [2]. Термодинамические свойства таких систем можно контролировать как с помощью внешних факторов (температура, электрические и магнитные поля), так и с помощью параметров их микроструктурных единиц (форма, структура, топология).

Система эллипсоидальных наночастиц

Данная работа посвящена изучению магнитных мягких материалов с эллипсоидальными наночастицами (Рисунок 1), основанному на результатах компьютерного эксперимента и теоретического исследования. Такой комплексный подход позволяет выявить влияние анизотропии формы частиц на микроструктуру и макроскопические свойства.

При компьютерном моделировании методом молекулярной динамики магнитные моменты анизотропных наночастиц были направлены параллельно/перпендикулярно главной оси вращения. Также были изучены системы магнитных филаментов с различной топологией, составленных из ферромагнитных эллипсоидальных наночастиц. В этой работе были рассмотрены простые открытые цепи и замкнутые кольца (Рисунок 2), являющиеся основными состояниями дипольных твердых частиц.



Рис. 1. Микроструктура системы магнитных анизотропных эллипсоидальных частиц (изображены только кластеры)



Рис. 2. Магнитные филаменты (топологии: замкнутое кольцо и открытая цепь)

Выводы

Таким образом, было проведено исследование влияния анизотропии формы наночастиц на микроструктуру и макроскопические свойства магнитных мягких материалов. Эти результаты могут стать основой для разработки теоретических моделей и проектирования новых систем с магнитным откликом.

Литература

1. S. Sacanna, L. Rossi, B.W.M. Kuipers and AP. Philipse // *Langmuir*, V. 22, 1822–1827 (2006).
2. E.S. Pyanzina, S.S. Kantorovich and De Michele. // *C. Eur. Phys. J. E*, V. 38, 81 (2015).

Линейные и параметрические магнон-фононные взаимодействия, детектируемые с помощью обратного спинового эффекта Холла

С.Г. Алексеев¹, С.Е. Дижур¹, В.А. Лузанов², А.О. Раевский², А.П. Орлов¹, Н.И. Ползикова^{1*}

¹ Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, ст. 7, Москва, 125009.

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141190

*polz@cplire.ru

Представлены экспериментальные результаты по электрическому возбуждению и детектированию линейных и параметрических спиновых волн, и спиновых токов в многочастотных резонаторах объемных акустических волн, содержащих пленки желе-зоиттриевого граната (YIG) в контакте с пленкой Pt. С помощью обратного спинового эффекта Холла (ISHE) впервые продемонстрирована и исследована параметрическая акустическая спиновая накачка. Изучены частотные, магнитополевые и мощностные зависимости напряжения ISHE.

Введение

В последние годы электрическое возбуждение и (или) детектирование спиновых волн (ADSW - acoustically driven spin waves) рассматривается с точки зрения их применения в низкоэнергетических гибридных магнон-фононных устройствах микроволновой спинтроники, стрэйнтроники и магноники. Ранее в работах [1-4] мы исследовали пьезоэлектрическое возбуждение и детектирование линейных ADSW и создаваемой ими акустической спиновой накачки (ASP- acoustic spin pumping) в гиперзвуковом резонаторе объемных волн (HBAR – High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) со структурой ZnO-YIG-GGG-YIG/Pt. Спиновая накачка в сочетании с обратным спиновым эффектом Холла (ISHE – inverse spin Hall effect) представляет собой удобный метод электрического детектирования магнонов [5, 6].

В данной работе мы докладываем новые результаты по резонансному возбуждению с помощью HBAR как линейных, так и параметрических ADSW, детектируемых с помощью ISHE. Отметим, что параметрическая генерация магнонов с помощью акустических волн, известная с 60-х годов прошлого века, вызывает большой интерес и в наше время [7, 8]. Проведенные в работе измерения постоянного напряжений ISHE на Pt в широком диапазоне магнитных полей и частот демонстрируют детектирование разнообразной магнитной динамики в пленках YIG: от динамики доменов в слабых полях и параметрических ADSW в проме-

жуточных, до динамики линейных колебаний в полях магнитоупругого резонанса (см. [1, 2]).

Методика эксперимента

Резонатор был изготовлен на основе монокристаллической подложки из GGG (4), на обеих сторонах которой методом жидкофазной эпитаксии нанесены пленки YIG (3, 5). На одну из сторон структуры нанесен пьезопреобразователь для возбуждения сдвиговых акустических волн - пленка ZnO (1), помещенная между тонкопленочными электродами (2) (см. Рис 1). На нижней пленке YIG (5) напылена тонкая (10 - 12 нм) пленка Pt.

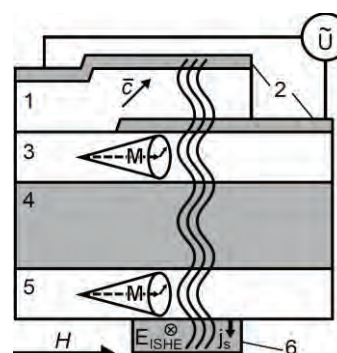


Рис. 1. Структура HBAR

Геометрия структуры оптимизирована с учетом симметрии пьезоэлектрических, магнитоупругих и спин-орбитальных механизмов взаимодействия квазичастиц [3, 4]. На электроды преобразователя подавалась *rf*-мощность от 0.1 до 1 мВт. Частотный спектр измерялся в широком диапазоне от 0.5 до 6 ГГц. Максимально эффективное возбуждение

НВАР приходится на область резонансных частот $f_n \sim 2.4$ ГГц, для которой далее проводились измерения в магнитном поле. Касательное магнитное поле менялось в диапазоне от нуля до ± 1 кЭ. Постоянное напряжение на концах сформированной полоски Pt измерялось с помощью *lock-in*. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

Как и ранее в [2-4], частотные и полевые зависимости постоянного напряжения на платине, $U_{\text{ISHE}}(f, H)$, демонстрируют соответствие между локализациями максимумов напряжения и положением резонансных частот f_r в плоскости (f, H) . На Рисунке 2 (б) приведены экспериментальные магнитополевые зависимости $U_{\text{ISHE}}(f_n, H)$ при возбуждении резонатора на одной из резонансных частот $f_n = 2.412435$ ГГц, которые соотносятся с зависимостями характерных частот спиновых волн: частоты ферромагнитного резонанса $f_{\text{FMR}}(H)$ в касательно намагниченной пленке, Ларморовской частоты $f_H(H)$, определяющей нижнюю границу частотного спектра спиновых волн (рис.2 (а)).

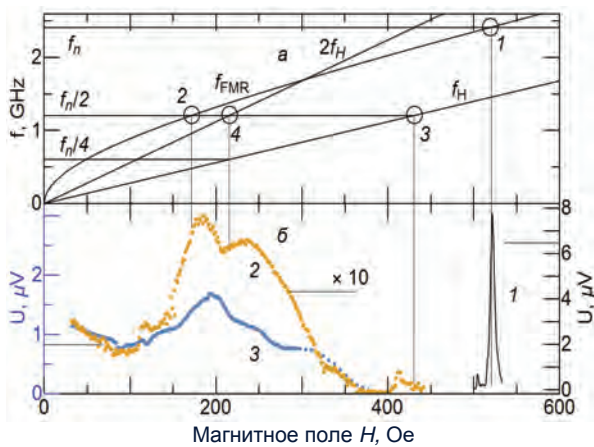


Рис. 2. Магнитополевые зависимости характерных частот спиновых волн в безграничной среде (а) и величины напряжения $U_{\text{ISHE}}(f_n, H)$ (б). Кривые 1, 2 на (б) - для входной P мощности 1 мВт, кривая 3 (данные увеличены в 10 раз) - для 0.1 мВт

Кривая 1 с максимумом при поле H_1 , помеченным кружком с соответствующим номером на (б)), является результатом детектирования линейных ADSW с помощью ISHE. Параметрические ADSW с частотами $f_n/2$ возбуждаются в широкой области полей: от полей насыщения порядка 100 Э до $H = H_3$. Интересно, что область полей $H_2 < H < H_4$, попадает в зону разрешенных процессов распада параметрических ADSW с частотами $f_n/2$ на две волны

с частотами $f_n/4$. При этом происходит увеличение числа магнонов, что приводит к увеличению создаваемого ими спинового тока и появлению характерной особенности на кривой 3.

Исследование поведения U_{ISHE} от прикладываемой мощности показало, что минимальные пороговые мощности весьма малы и составляют 0.05 мВт для параметрической области полей 200 - 250 Э. Интересная особенность наблюдается при смене знака напряжения магнитного поля. Напряжение меняет знак на противоположный во всем диапазоне рассматриваемых полей, как и ожидается из симметричных свойств спиновой накачки и ISHE. Однако переход поля через ноль сопровождается резким увеличением амплитуд напряжения в узком диапазоне полей вблизи нуля. Мы полагаем, что с помощью ISHE в этом случае детектируется акустически возбуждаемая магнитная динамика доменной структуры.

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной поддержке гранта РФФИ 20-07-01075 А.

Литература

1. N. I. Polzikova, S. G. Alekseev, I. I. Pyataikin *et al.* // AIP Advances V. 6, 56306 (2016).
2. N. I. Polzikova, S. G. Alekseev, I. I. Pyataikin *et al.* // AIP Advances V. 8, 056128 (2018).
3. N. I. Polzikova, S. G. Alekseev, V. A. Luzanov, A. O. Raevskiy // Phys. of the Solid State, V. 60, 2211(2018).
4. N. I. Polzikova, S. G. Alekseev, V. A. Luzanov, A. O. Raevskiy // J. of Magnetism and Magnetic Materials, V. 479, 38 (2019).
5. C. Hahn, G. De Loubens, M Viret *et al.* // PRL, V. 111, 217204 (2013).
6. C.W. Sandweg, Y. Kajiwara, A.V. Chumak, *et al.* // PRL, V. 106, 216601 (2011).
7. H. Hayashi, K. Ando // PRL, V. 121, 237202 (2018).
8. P. Chowdhury, A. Jander, and P. Dhagat // IEEE Magn. Lett. V.8, 1 (2017).
9. I. Lisenkov, A. Jander, and P. Dhagat // PRB, V. 99, 184433 (2019).

Магнитоэлектрический эффект пленок висмутового и цериевого ферритов гранатов

С.С. Аплеснин^{1, 2, *}, А.Н. Масюгин¹, Г.Ю. Филлипсон¹, А.И. Стогний³, Т. Ишибаши⁴

¹ Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева, Красноярск, 662850, Россия.

² Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, 660036, Россия.

³ ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 220072 Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 19.

⁴ Department of Materials Science and Technology, Nagaoka University of Technology, Nagaoka, Niigata 940-2188, Japan.

*apl@iph.krasn.ru

Обнаружено смещение петли гистерезиса электрической поляризации в магнитном поле. Найден линейный и квадратичный магнитоэлектрический эффект (МЭ), компоненты тензора которого зависят от температуры. Линейный МЭ эффект связан со спин-орбитальным взаимодействием электронов на интерфейсе пленка-подложка, квадратичный МЭ с обменно-стрикционным механизмом.

Введение

Висмут ферритовые гранаты обладают колоссальным Фарадеевским вращением в видимой области спектра, а $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в ИК области и используются в магнитооптических устройствах для пространственной модуляции света, в оптических сенсорах. В висмутовых пленках обнаружена гигантская магнитострикция и электрострикция [1], линейный магнитоэлектрический эффект из резонансных исследований, который объясняется наличием доменных границ и интерфейсом пленка-подложка. Ионы висмута обладают неподеленной электронной парой, что обуславливает магнитоэлектрический эффект. Для подтверждения этого механизма проведены исследования магнитоэлектрических свойств пленок $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Цель работы установить механизм магнитоэлектрического эффекта в висмутовых и цериевых ферритах гранатах, осажденных на подложке из граната.

Магнитоэлектрический эффект

Исследовались эпитаксиальные пленки $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (450nm) и пленки $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 400 нм, полученные методом ионно-лучевого напыления на холодную подложку из галлий-гадолиниевого граната (GGG) выращенной в кристаллографическом направлении (111) в атмосфере кислорода [2].

В пленках висмутового и цериевого феррита гранатов с редкоземельным замещением определяется механизм релаксации электрической поляризации в зависимости от катионов Bi и Ce без магнитного поля и в магнитном поле 12 кЭ в интервале температур 80-380 К. Обнаружено изменение знака остаточной поляризации после выключения электриче-

ского поля и смещение петли гистерезиса в магнитном поле

На Рис. 1 представлена зависимость $P(H)$ для висмутовой пленки в интервале температур 80-360 К. Для всех температур обнаружена монотонная зависимость электрической поляризации от магнитного поля. Магнитоэлектрическое взаимодействие обусловлено спин-орбитальным взаимодействием с линейной зависимостью от поля и магнитоупругим взаимодействием с квадратичной зависимостью от поля, поэтому представим $P_i(H) = \alpha_{ij}H_j + \gamma_{ij}H_j^2$.

При $T = 80$ К индуцируемая электрическая поляризация является четной функцией магнитного поля, направленного по нормали к пленке $P(H^z)$ и вдоль пленки $P(H^x)$. При нагревании до $T = 120$ К поляризация $P(H^z)$ меняет знак, а $P(H^x)$ остается положительной при инверсии магнитного поля. При $T = 160$ К знак $P(H^z)$ меняется при смене направления поля $H \rightarrow -H$ и поляризация при направлении поля вдоль пленки достигает максимальной величины. Поляризация $P(H^x)$ и $P(-H^x)$ положительна и отличаются на два порядка от $P(-H^z)$ при $T = 200$ К. При $T = 240$ К диагональные компоненты линейного и квадратичного тензора МЭ взаимодействия сравнимы по величине и $P(-H^z)$ на порядок превышает $P(H^z)$. В области комнатной температуры преобладает линейный магнитоэлектрический эффект для продольной компоненты тензора α_{ij} и квадратичный для недиагональной компоненты γ_{ij} . При $T = 360$ К знаки поляризации зависят от направления магнитного поля.

Для пленки $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ доминирует квадратичный вклад в магнитоэлектрическое взаимодействие при низких температурах и выше 240 К преобладает линейный вклад в магнитоэлектрическое взаимодействие (Рис. 2.)

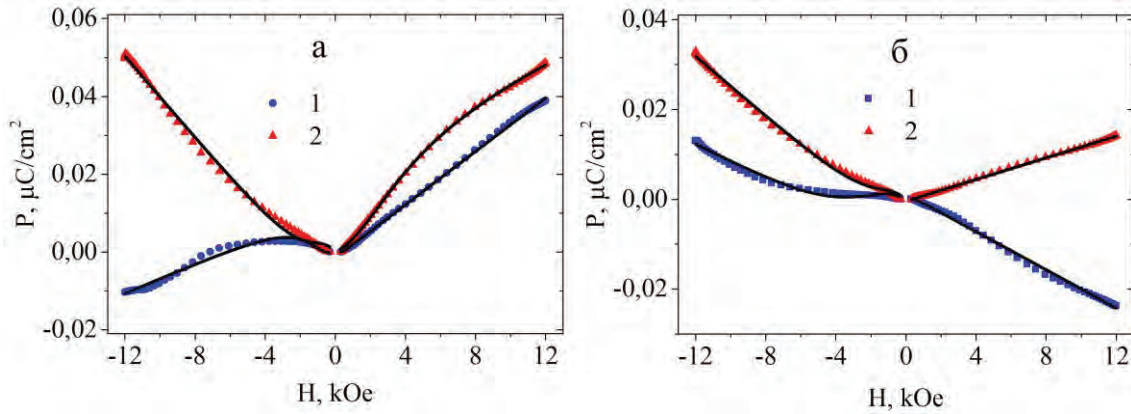


Рис. 1. Электрическая поляризация по нормали пленки Nd_{0.5}Bi_{2.5}Fe₅O₁₂ от магнитного поля, направленного перпендикулярно пленке (1) и вдоль пленки (2) при температурах 120К (а), 180К (б). Теоретические расчеты по формуле (2) (сплошная линия)

Модель

На границе раздела создаются предпосылки для возникновения МЭ-эффекта. Совместное действие спин-орбитального взаимодействия, нечетной части потенциала внутрикристаллического поля и внешнего электрического поля приводят к изменению поля магнитной анизотропии и к МЭ эффекту по электрическому полю типа EH^2 . Квадратичный магнитоэлектрический эффект связан с антисим-

метричным обменом Дзялошинского-Мория ($D[S_1 \times S_2]$) и с косвенным обменным взаимодействием $J S_1 S_2$, в результате смещения ионов лиганда.

Индукцированную электрическую поляризацию в результате деформации решетки [3] под действием магнитного поля подгоняем функцией:

$$P = \frac{\gamma H^2}{1+dH^2} \tag{1}$$

где γ и d - подгоночные параметры.

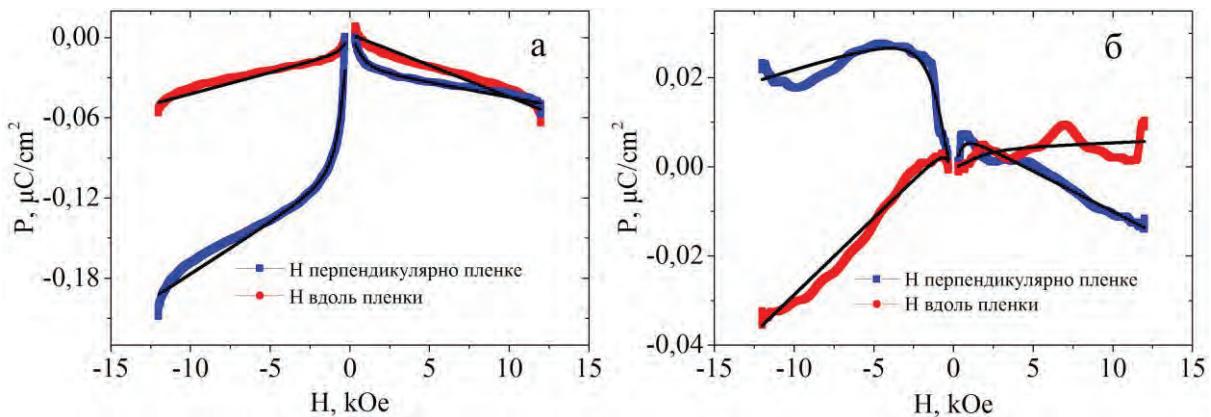


Рис. 2. Электрическая поляризация пленки Ce₃Fe₅O₁₂ от напряженности магнитного поля ориентированного перпендикулярно и вдоль пленки при температурах 80 К (а), 240 К (б). Теоретические расчеты по формуле (2) (черная линия)

Электрическая поляризация пленки, индуцируемая магнитным полем, описывается суммой линейного и квадратичного МЭ взаимодействия в магнитном поле:

$$P_i = \alpha_{ij}H_j + \frac{\gamma_{ij}H_j^2}{1+dH_j^2} \tag{2}$$

Функция (2) удовлетворительно описывает экспериментальные результаты P(H).

Электрическая поляризация пленок феррита граната обусловлена билинейным EH и квадратичным EH² эффектом. Линейный отклик МЭ восприимчи-

вости объясняется в модели со спин-орбитальным взаимодействием, квадратичный МЭ эффект связан с обменно-стрикционным механизмом.

Литература

1. H. Ishikawa, K. Nakajima, K. Machida, and A. Tanii, // Opt. Quantum Electron. V. 22, 517 (1990).
2. Michimasa Sasaki, Gengjian Lou, Qi Liu *et al*// Japanese Journal of Applied Physics, V. 55, 055501 (2016).
3. S. S. Aplesnin, A. N. Masyugin, M N Sitnicov *et al* // J. Magn. Magn. Mater., V. 464, 44–49 (2018).

МСМ исследование коэрцитивных свойств планарных CoNi микрочастиц с механически индуцированной осью анизотропии

Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, Н.И. Нургазизов, А.П. Чукланов, В.В. Чирков

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Федеральный исследовательский центр Казанский научный центр РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

* dbiziaev@inbox.ru

В данной работе изучалось влияние механического напряжения на магнитные свойства массива планарных CoNi микрочастиц. В частности, рассматривалось поведение осей легкого и трудного намагничивания, коэрцитивная сила и доменная структура микрочастиц. Для проведения исследований были использованы методы магнитно-силовой микроскопии и магнитооптической поляриметрии, основанной на регистрации эффекта Керра.

Введение

Магнитоупругий эффект (эффект Виллари) или влияние механических напряжений на магнитные свойства ферромагнитных материалов изучается и практически используется довольно долгое время. Основные усилия в данном направлении связаны с возможностью использования данного эффекта для управления намагниченностью микро и наночастиц [1-5]. Наводимая механическим напряжением одноосная анизотропия может существенно изменить магнитные свойства ферромагнитных объектов. Поэтому изучение этого эффекта в микро- и нанодиапазоне вызывает повышенный интерес [6, 7].

В данной работе исследовалось изменение магнитных свойств за счет магнитоупругого эффекта в массиве планарных CoNi микрочастиц. Для проведения исследования были использованы методы магнитно-силовой микроскопии (МСМ) и магнитооптической поляриметрии, основанной на регистрации эффекта Керра (МОКЕ).

Результаты и обсуждение

Для проведения исследований на поверхности стеклянной подложки был сформирован массив CoNi (состав: Co18%, Ni82%) микрочастиц размером $8 \times 8 \times 0.03 \text{ мкм}^3$. Частицы напылялись в условиях сверхвысокого вакуума (установка "Multiprobe P", Omicron) через плотно прижатую металлическую сетку с квадратными отверстиями соответствующего размера. Для магнитно-силовой микроскопии (МСМ) полученных частиц использовались сканирующие зондовые микроскопы Solver P47 и Solver HV (НТ-МДТ), оснащенные магнитными зондами Multi75M-G (Budget Sensors). Основные измерения частиц были выполнены по однопро-

ходной методике, при которой МСМ зонд перемещается параллельно поверхности образца на достаточном удалении от нее (на расстоянии несколько десятков нанометров) для того, чтобы минимизировать влияние магнитного поля зонда на магнитную структуру частиц. Для проведения МСМ измерений во внешнем магнитном поле в микроскоп был установлен электромагнит, позволяющий изменять индуктивность внешнего магнитного поля в плоскости образца в интервале от -16.5 мТл до $+16.5 \text{ мТл}$ с шагом 0.5 мТл . Было показано, что 8-ми микронные частицы при отсутствии механических напряжений и внешних магнитных полей имеют четырех доменную структуру (рис. 1б), с доменами равными по размеру и, соответственно, две оси легкого намагничивания (ОЛН), совпадающие с диагоналями квадрата и две оси трудного намагничивания (ОТН), направленные параллельно одной из сторон частиц. Данные направления определяются анизотропией формы исследуемых частиц.

Для создания упругих напряжений при изготовлении части образцов подложка была упруго согнута на время напыления, и после ее распрямления в частицах индуцировались одноосные механические напряжения (при этом напряжение сжатия было направлено вдоль одной из сторон квадрата). Это позволило исследовать один и тот же образец двумя методами (МСМ и МОКЕ) и сопоставить полученные данные. МСМ измерения показали, что 8-ми микронные частицы при отсутствии внешнего магнитного поля также имеют 4-х доменную структуру (рис. 1в), однако размеры доменов отличаются. Домены, в которых намагниченность совпадает с осью сжатия, увеличиваются в размерах. Это обусловлено отрицательным коэффициентом магнито-

стрикции исследуемых частиц. В напряженных частицах формируется ОЛН, направленная вдоль оси сжатия частиц и ОТН, направленная перпендикулярно ОЛН.

МСМ измерения полученных образцов были проведены при двух ориентациях внешнего магнитно-

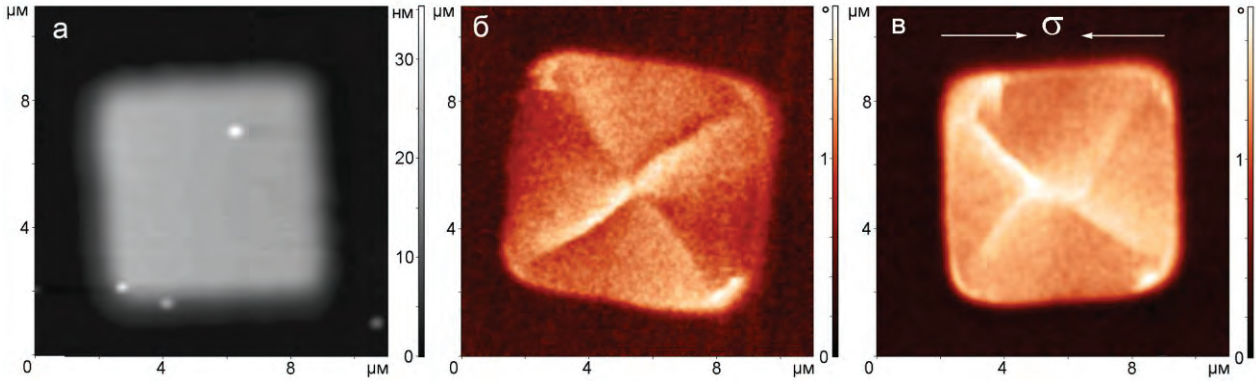


Рисунок 1. Атомно-силовое изображение (а) CoNi частицы $8 \times 8 \times 0.03 \text{ мкм}^3$ и МСМ изображения такой частицы в ненапряженном (б) и напряженном (в) состоянии. Стрелками показано направление действующего напряжения сжатия (σ)

к существенному уменьшению диапазона внешних магнитных полей, направленных вдоль ОЛН, в котором частицы находятся в 4-х доменном состоянии (таблица 1).

Поскольку протяжка внешнего магнитного поля проводилась от отрицательных величин к положительным, то отсутствие отрицательных величин полей в таблице 1 для напряженных частиц свидетельствует о том, что они сохраняли однородную намагниченность после выключения внешнего магнитного поля, направленного вдоль ОЛН, в отличие от ненапряженных частиц, которые возвращались в 4-х доменное состояние при снятии поля. В то же время значение поля необходимого для однородного намагничивания частиц менялось очень слабо (таблица 2).

Во внешнем магнитном поле, направленном вдоль ОТН наблюдалось другое поведение частиц в напряженном состоянии. В этом случае происходило увеличение диапазона полей, в котором частицы находились в многодоменном состоянии и увеличение значения поля, необходимого для их однородного намагничивания.

Данные о величине внешнего магнитного поля, в котором частицы находятся в однородно намагниченном состоянии, хорошо совпали с угловыми зависимостями петель гистерезиса частиц, полученными методом МОКЕ (таблица 2).

го поля: вдоль ОЛН и ОТН частиц. При этом измерялись значения внешнего поля, при которых частицы находятся в 4-х доменном состоянии и значения, при которых происходит их однородное намагничивание. Было установлено, что наведенная механическим напряжением анизотропия приводит

Таблица 1. Диапазон внешних магнитных полей, в котором частицы находятся в многодоменном состоянии, в зависимости от ориентации поля относительно ОЛН и ОТН частиц.

частицы	H (мТл), вдоль ОЛН	H (мТл), вдоль ОТН
ненапряженные	$(-4 - +4) \pm 0.5$	$(-5.5 - +5.5) \pm 0.5$
напряженные	$(+0.5 - +3) \pm 0.5$	$(-9 - +9) \pm 0.5$

Таблица 2. Величина внешнего магнитного поля, при котором наступает однородная намагниченность частиц, в зависимости от его ориентации относительно ОЛН и ОТН частиц и метода регистрации.

частицы	метод	H (мТл), вдоль ОЛН	H (мТл), вдоль ОТН
ненапряженные	МОКЕ	6	6
ненапряженные	МСМ	4.5	6
напряженные	МОКЕ	4	>8.5
напряженные	МСМ	3.5	9.5

Заключение

Установлено, что при приложении внешнего магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания для деформированных частиц происходит существенное уменьшение диапазона внешних магнитных полей, в котором частицы находятся в многодоменном состоянии по сравнению с не напряженными частицами.

Однако величина поля, при котором частицы переходят в однородно намагниченное состояние, отличается слабо. Обратный эффект наблюдается при ориентации внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси трудного намагничивания. В этом случае для деформированных частиц существенно увеличиваются и величина поля, при котором частицы однородно

намагничиваются и диапазон полей, в котором частицы находятся в многодоменном состоянии.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 18-02-00204).

Литература

1. A. Morozov // *Phys. Solid State*, V. 56, N 5, P. 865-872 (2014).
2. A. Bur, T. Wu, J. Hockel *et al.* // *J. Appl. Phys.*, V. 109, 123903 (2011).
3. D.E. Nikonov, I.A. Young, // *J. Mater. Res.*, Vol. 29, N 18, P. 2109-2115 (2014).
4. А. Бухараев, А. Звездин, А. Пятаков *и др.* // *УФН*, Т. 188, Вып. 12, С. 1288-1330 (2018).
5. S. Finizio, M. Foerster, M. Buzzi *et al.* // *Phys. Rev. Applied*, V. 1, 021001 (2014).
6. T. Wu, A. Bur, J. Hockel *et al.* // *IEEE Magn. Lett.*, V. 2, 6000104 (2011).
7. Д. Бизяев, А. Бухараев, Ю. Кандрашкин *и др.* // *ПЖТФ*, Т. 42, С. 24-32 (2016).

Исследование гетероструктур $(A_3,Fe)B_5/GaAs$ как элементов спинового светоизлучающего диода

М.В. Ведь*, М.В. Дорохин, В.П. Лесников, П.Б. Дёмина, А.В. Здравейцев, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*mikhail28ved@gmail.com

Исследована циркулярная поляризация электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов $InGaAs/GaAs$ с инжекторами на основе полупроводников A_3B_5 , легированных атомами Fe, а именно $(Ga,Fe)Sb$, $(In,Fe)Sb$ и $(Ga,Fe)As$. Максимальное значение степени циркулярной поляризации составило 1% для спинового светодиода с инжектором $(Ga,Fe)As$. Обсуждается роль формирования гетерограницы $(A_3,Fe)B_5/GaAs$ в процессах электронного транспорта и спиновой инжекции.

Введение

Разбавленными магнитными полупроводниками (РМП) называют немагнитные полупроводниковые материалы, легированные магнитными примесями (3d переходными металлами), и поэтому объединяющие магнитные и полупроводниковые свойства [1]. Такие материалы считаются перспективными как элементы приборов спинтроники, поскольку обладают высокой степенью спиновой поляризации носителей заряда и относительно простой технологией встраивания в структуры на основе полупроводников [2]. Наиболее перспективными считаются РМП $(A_3,Fe)B_5$, так как температура Кюри в таких материалах превышает 300K [3]. На текущем этапе развития технологии $(A_3,Fe)B_5$, актуальной задачей является их эффективная интеграция в приборы спинтроники на основе $GaAs$. Основными целями данной работы являлось внедрение слоёв разбавленных магнитных полупроводников $(Ga,Fe)Sb$, $(In,Fe)Sb$ и $(Ga,Fe)As$ в качестве функциональных элементов спинового светоизлучающего диода (ССИД), а также измерение циркулярной поляризации сформированных приборов.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы были выращены в несколько этапов. На первом этапе, методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре 600°C на подложках $p-GaAs$ (для ССИД с инжекторами $(In,Fe)Sb$ и $(Ga,Fe)As$) и $n-GaAs$ (для ССИД с инжектором $(Ga,Fe)Sb$) были выращены полупроводниковые гетероструктуры с квантовой ямой $InGaAs/GaAs$. На втором этапе на поверхности полупроводниковых структур методом импульсного лазерного оса-

ждения формировались слои разбавленных магнитных полупроводников $(A_3,Fe)B_5$. Слои $(In,Fe)Sb$ и $(Ga,Fe)As$ формировались при температуре 200°C, слой $(Ga,Fe)Sb$ – при температуре 350°C. Толщина слоёв РМП составляла 40 нм. Общая схема ССИД представлена на рисунке 1. На последнем этапе формирования диодов на структуры были нанесены Au контакты методом электронно-лучевого испарения в вакууме, изготовлены меза-структуры диаметром 500 мкм методами фотолитографии и химического травления, сформирован базовый омический контакт.



Рис. 1. Общая схема спиновых светодиодов

Для исследований электролюминесценции на образцы подавалось прямое смещение (для ССИД с инжекторами $(In,Fe)Sb$ и $(Ga,Fe)As$ подавалось отрицательное электрическое смещение на Au контакт, а для ССИД с $(Ga,Fe)Sb$ – положительное электрическое смещение). Возбуждаемое излучение электролюминесценции регистрировалось со стороны подложки. При внесении структур в магнитное поле излучение становится частично цирку-

лярно-поляризованным. Степень циркулярной поляризации ЭЛ рассчитывается по формуле

$$P_{EL} = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2) \times 100\%,$$

где I_1, I_2 – относительные интенсивности люминесценции, измеренные для света, поляризованного по левому и по правому кругу соответственно. Степень циркулярной поляризации измерялась при температуре 10 - 300 К.

Результаты и обсуждение

Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации для исследуемых структур представлены на рисунке 2.

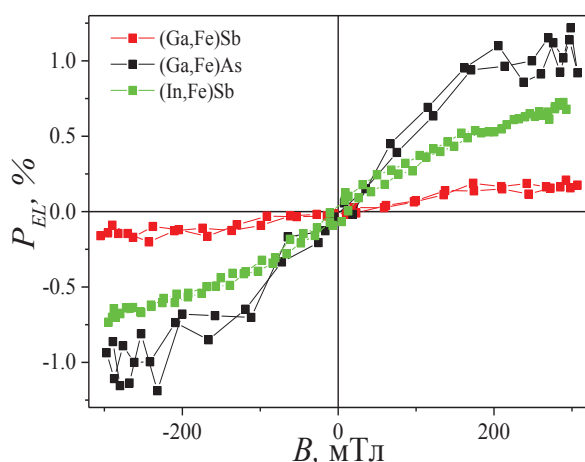


Рис. 2. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации P_{EL} . Температура измерений – 10 К.

Максимальное значение степени циркулярной поляризации было обнаружено при 10 К для спинового светодиода с инжектором (Ga,Fe)As и составило 1% в области насыщения намагниченности РМП. Для ССИД с (In,Fe)Sb максимальное значение поляризации составило 0,7%, с (Ga,Fe)Sb – 0,2%. Стоит отметить, что при исследовании магнитополевых зависимостей степени циркулярной поляризации для контрольных структур без ферромагнитного инжектора $(A_3,Fe)B_5$, P_{EL} не превышала уровень погрешности измерений. Это свидетельствует о том, что циркулярная поляризация электролюминесценции связана со спиновой инжекцией носителей из разбавленного магнитного полупроводника.

Величина степени циркулярной поляризации определяется эффективностью спиновой инжекции, а также спиновой релаксацией при рассеянии носителей заряда на дефектах и примесных центрах гетерограницы $(A_3,Fe)B_5/GaAs$ и спейсерного слоя GaAs. В схеме спинового светодиода с инжектором

(Ga,Fe)Sb реализуется инжекция спин-поляризованных дырок, в то время как для структур с (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)As реализуется инжекция электронов. Это объясняет относительно низкое значение степени циркулярной поляризации для ССИД с (Ga,Fe)Sb, поскольку длина спиновой диффузии для дырок меньше, чем для электронов.

С увеличением температуры измерений интенсивность электролюминесценции и степень циркулярной поляризации монотонно уменьшаются. При температурах выше 200 К (для спиновых светодиодов с инжекторами (Ga,Fe)As и (In,Fe)Sb) интенсивность электролюминесценции становится сопоставима с уровнем шума, что не позволяет достоверно проводить измерения циркулярной поляризации. Для структуры с инжектором (Ga,Fe)Sb не удалось измерить P_{EL} при температурах выше 50 К из-за изначально низкого значения степени поляризации. В таблице 1 приведены сравнительные данные параметров исследуемых структур.

Таблица 1. Данные по исследуемым образцам.

Материал ферромагнитного контакта	Диапазон температур измерения P_{EL}	Максимальное значение P_{EL}
(In,Fe)Sb	10-200 К	0,7%
(Ga,Fe)Sb	50К	0,2%
(Ga,Fe)As	10-200 К	1%

Таким образом, в работе сформированы и исследованы спиновые светоизлучающие диоды с инжекторами в виде разбавленных магнитных полупроводников $(A_3,Fe)B_5$. Максимальное значение P_{EL} составило 1%. Максимальная рабочая температура – 200 К.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращивание структур для исследования.

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 18-79-10088 (формирование структур) и гранта Президента РФ, проект МД-1708.2019.2 (измерение циркулярной поляризации).

Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys., **40**, P.R179–R203 (2007).
2. I. Zutic, et. al. // Rev. Mod. Phys., **76.**, P. 323 (2004).
3. A. V. Kudrin, et al. // Journal of Appl. Phys., **122**, P. 183901 (2017).

Инжекционная неравновесная спиновая поляризация в магнитном переходе с учетом спиновой подвижности электронов

Е.А. Вилков¹, С.А. Никитов¹, О.А. Бышевский-Конопко¹, А.Р. Сафин²,
Л.А. Фомин³, С.Г. Чигарев¹

1 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141191.

2 Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва, 111250.

3 Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка Московской обл., 142432.

*e-vilkov@yandex.ru

С учетом спиновой подвижности электронов рассмотрено численное решение уравнения для неравновесной спиновой поляризации на границе магнитного контакта с током, образованного двумя ферромагнетиками. Рассчитаны частоты спин-инжекционного излучения. Показано, что при определенной плотности тока, превышающей пороговое значение, эти частоты лежат в терагерцовом диапазоне частот. При этом установлено, что для одного и того же терагерцового диапазона частот даже при небольших значениях разности подвижности электронов со спином вверх и вниз плотность тока может быть на два порядка меньше, чем плотность тока при одинаковой подвижности.

Введение

В настоящее время магнитные нанопереходы между двумя магнетиками с протекающим по ним спин-поляризованным током являются одними из интересных объектов исследований [1,2], что связано с перспективами многочисленных применений в терагерцовой спинтронике, в трехмерных наномангнитных устройствах, в запоминающих устройствах и сенсорах. Спиновая инжекция током через наноконтакт двух магнетиков может приводить к значительному неравновесному накоплению спина в области непосредственно вблизи контакта. В частности, может возникать инверсная заселенность спиновых подзон ферромагнетика, в который инжектируются неравновесные по спину горячие электроны. При этом могут иметь место излучательные спин-флип переходы электронов проводимости, которые могут быть стимулированы опосредованно через s-d-обменное взаимодействие с электромагнитной волной [3]. Частота излучения при таких переходах, определяется энергией эффективного обменного расщепления спиновых подзон и лежит в терагерцовом диапазоне [3], который весьма привлекателен для практического применения.

Сравнительно недавно в работе [4] было получено уравнение для неравновесной спиновой поляризации на границе магнитного контакта с током, образованного двумя ферромагнетиками и оценена частота спин-флип перехода между неравновесными квазиуровнями Ферми с учетом не прямых элек-

тронных переходов. Показано, что при определенной плотности тока, превышающей пороговое значение, эта частота лежит в терагерцовом диапазоне частот. Однако в этой и других работах подвижности электронов с противоположным направлением спина всегда полагались равными, хотя известно, что в ферромагнетиках, как правило, подвижности отличаются друг от друга [1,2]. Это приближение, возможно, является причиной несоответствия теоретических и экспериментальных значений порогового тока при регистрации терагерцового излучения [4]. Целью этой работы является проверка этого предположения. Для этого в этой статье получено и решено численно уравнение для неравновесной спиновой поляризации в магнитном переходе с учетом разной подвижности электронов проводимости. Кроме того, решение данной задачи важно, как с теоретической, так и с практической точек зрения, поскольку оно позволяет более корректно описывать спиновую инжекцию в магнитных металлических переходах и определять частоту спин-инжекционного излучения с учетом не прямых межподзонных излучательных переходов электронов.

Уравнение для неравновесной спиновой поляризации

С учетом спиновой подвижности электронов рассмотрено численное решение уравнения для неравновесной спиновой поляризации на границе маг-

нитного контакта с током, образованного двумя ферромагнетиками:

$$\frac{d^2 P}{dx^2} \{b(1+b) + (-b+1)P\} - \frac{dP}{dx} \frac{j}{j_D} b - \left(\frac{dP}{dx}\right)^2 b(1-b^2) - \frac{(P-P_2)}{2l^2} (1+b)^2 - (1-b^2) \frac{(P^2 - P_2 P)}{l^2} - (1-b)^2 \frac{(P^3 - P_2 P^2)}{l^2} = 0 \quad (\Phi 1)$$

где мы ввели обозначения: $l = \sqrt{D_+ \tau}$ - длина спиновой релаксации для электронов со спином по направлению намагниченности, $j_D = enD_+ / l$ - плотность тока по порядку величины совпадающая с плотностью тока диффузии $j_D^* = enD / l = enl / \tau$ при $D_- = D_+ = D$, b - величина отношений подвижностей электронов с противоположным направлением спина, τ - время релаксации спинов, усредненное по всем спинам, e - заряд электрона, n - концентрация электронов проводимости. Уравнение (1) получено на основе уравнения динамики движения магнитного момента, усредненного по ансамблю неравновесных спин-инжектированных электронов в магнитной гетероструктуре [5]. На рис.1 показан расчет частот спин-инжекционного излучения вычисленную через неравновесную спиновую поляризацию P (см. формулу (1)).

Из рис. 1 видно, что для одного и того же терагерцового диапазона частот даже при небольших значениях разности подвижности электронов со спином вверх и вниз плотность тока может быть на два порядка меньше, чем плотность тока при одинаковой подвижности. Это позволяет объяснить существенную разность порядка (примерно на два порядка) плотностей тока, соответствующих терагерцовому диапазону частот, между теоретической оценкой, основанной на предположении равенстве подвижностей, и измерениями в эксперименте. Рассмотренные явления имеют большой потенциал для обнаружения новых эффектов и разработки на их основе новых устройств, в том числе компактных перестраиваемых источников излучения в заведомо трудном для генерации терагерцовом диапазоне частот.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФ 19-19-00607.

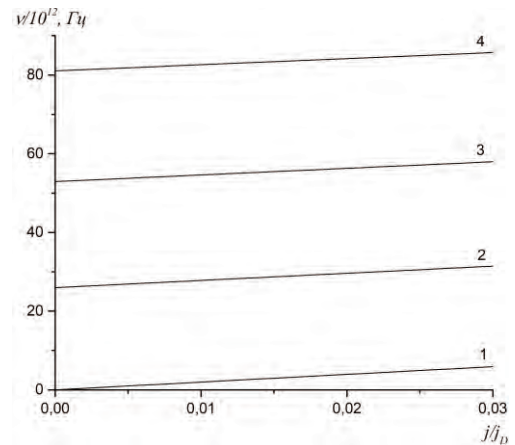


Рис. 1. Зависимость частоты спин-инжекционного излучения от (безразмерной) плотности тока j/j_D вблизи границы двух ферромагнетиков при различных отношениях подвижностей $b = 1$ (1), 0.9 (2), (0.8) (3), 0.7 (4), угол между направлениями намагниченностей 120 градусов, $P_1/P_2=5$

Заключение

С учетом спиновой зависимости подвижности электронов рассмотрено численное решение уравнения для неравновесной спиновой поляризации на границе магнитного контакта с током, образованного двумя ферромагнетиками. Установлено, что для одного и того же диапазона частот даже при небольших значениях разности подвижности электронов со спином вверх и вниз плотность тока может быть на два порядка меньше, чем плотность тока при одинаковой подвижности.

Литература

1. Fert A., George J.-M., Jaffrès H. et al. // Europhys. News, 2003. V. 34. P. 227 (2003).
2. Zutic I., Fabian J., Das Sarma S. // Rev. Mod. Phys, 2004, V. 76, P. 323 (2003).
3. Kadigrobov A., Ivanov Z., Claeson T. et al. // Europhys. Lett. 2004. V. 67. P. 948.
4. Вилков Е.А., Михайлов Г.М., Чигарев С.Г. и др. // Радиотехника и электроника, 2016, Т. 61, № 9, С. 844 (2016).
5. Вилков Е. А., Никитов С. А., Логунов М. В., Чигарев С. Г. // Радиотехника и электроника, 2019, том 64, № 12, С. 1228 (2019).

Спиновые волны в ферритовых магнанных кристаллах с поверхностными металлическими метаструктурами

С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, А.В. Кожевников¹, Г.М. Дудко¹, Н.Н. Новицкий³, А.И. Стогний³, Ю.А. Филимонов^{1,2}

1 Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Астраханская ул., 83, Саратов, 410012.

3 ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», Бровки, 19, Минск, 220072

*vysotsl@gmail.com

Исследовано распространение поверхностных магнитостатических волн в 1D и 2D субволновых магнанных кристаллах на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), полученных с помощью формирования на поверхности пленки периодических структур из пленки пермаллоя.

Введение

Распространение спиновых волн (СВ) в магнанных кристаллах (МК) экспериментально исследуется с помощью различных методик [1]. В случае возбуждения и приема СВ с помощью микрополосковых антенн диапазон длин СВ λ определяется шириной антенн w : $\lambda > 2w$. Приведенные ниже результаты получены с использованием макета микрополосковой линии задержки с шириной антенн $w=50$ мкм. С учетом этого МК с периодом поверхностных структур не более 20 мкм могут рассматриваться как субволновые МК (СМК). Распространение СВ в СМК, полученных из пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) вытравливанием на ее поверхности решетки из канавок, демонстрирует существенные отличия как от случая пленки ЖИГ, так и по сравнению с МК [2]. В настоящей работе сообщается о результатах исследования распространения СВ в пленках ЖИГ с поверхностными металлическими субволновыми структурами.

Исследованные образцы и методика эксперимента

Исследованные образцы получались с помощью нанесения методом магнетронного распыления на поверхность пленки ЖИГ толщиной 15 мкм пленки пермаллоя толщиной 40 нм (см. рис. 1г) с последующим вытравливанием из нее с использованием технологии фотолитографии 1D и 2D периодических структур из полосок, прямоугольников или точек (геометрические параметры поверхностных структур показаны на рис. 1 а, б, в, соответственно).

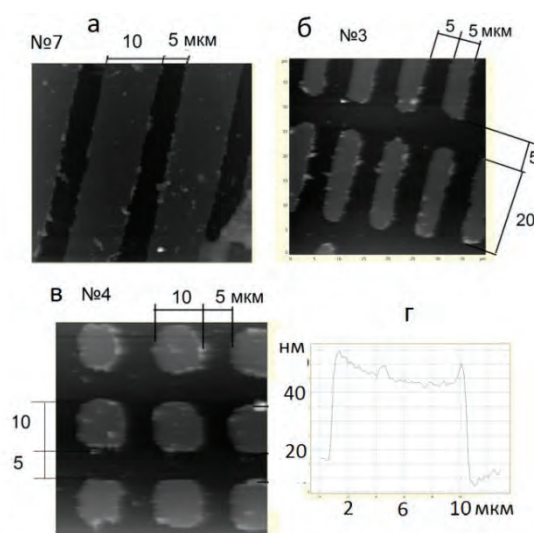


Рис. 1. Микрофотографии полученных образцов с поверхностными решетками из полосок (№7), прямоугольников (№3) и точек (№4) (рис. а-в, соответственно); г)- профиль образца №7

Образцы помещались в макет микрополосковой линии задержки на поверхностных магнитостатических волнах (ПМСВ). Регистрировались частотные зависимости коэффициента передачи макета $S_{21}(f)$ для различных углов θ между направлением внешнего подмагничивающего поля $H_0=0,2 - 1$ кЭ и осью симметрии поверхностной структуры (см. вставку к рис. 2).

Результаты измерений

На рисунке 2 представлены результаты измерений зависимостей $S_{21}(f)$ для образца №7 (полоски) для величин угла θ , указанных около кривых (кривые 1 – 3). Кривые 1' – 3' представляют аналогичные зависимости для СМК с вытравленной поверхност-

ной структурой. из канавок шириной 5 мкм, глубиной 700 нм, расположенных с периодом 10 мкм.

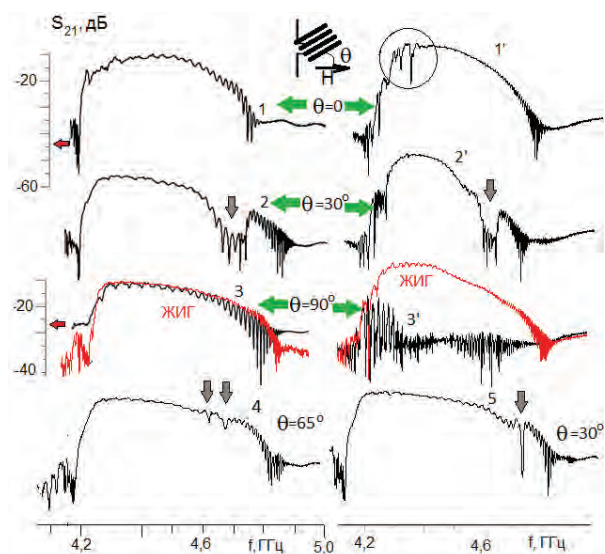


Рис. 2. Вид зависимостей $S_{21}(f)$ для структур из пермалловых полосок (кривые 1 – 3), прямоугольников (кривая 4) и точек (кривая 5); для вытравленной структуры (кривые 1' – 3'), $H_0=820$ Э

Из сравнения кривых 2 и 2' видно, что в зависимостях $S_{21}(f)$ обеих структур в интервале углов $\theta=25-35^\circ$ формируются полосы непропускания (показаны стрелками), которые с ростом величины θ смещаются в область меньших частот. Однако есть и существенные различия. При $\theta=0$ в зависимости $S_{21}(f)$ образца №7 отсутствуют резонансные особенности, отмеченные кружочком на кривой 1', полученной для СМК с вытравленной структурой. При $\theta=90^\circ$ зависимость $S_{21}(f)$ для образца №7 отличается от случая $\theta=0$ (и плоской пленки ЖИГ) только увеличенным уровнем прямой электромагнитной наводки (см. кривую 3), тогда как для СМК с вытравленным профилем поверхности наблюдается сужение более чем в три раза полосы частот наблюдения ПМСВ, в которой возникает серия полос непропускания – сравн. кривые 3 и 3'.

Для образцов с поверхностными структурами в виде прямоугольников и точек трансформация вида зависимости $S_{21}(f)$ при изменении угла θ в целом была аналогична описанному выше, хотя особенности были выражены слабее. Отметим, что для случая поверхностной структуры из прямоугольников наблюдались две области непропускания сигнала (кривая 4 для $\theta=65^\circ$), а для структуры из точек полоса непропускания оказалась самой узкой (кривая 45 для $\theta=30^\circ$). Описанные особенности сохранялись в исследованном интервале величин H_0 .

Микромагнитное моделирование

Описанные различия в виде зависимостей $S_{21}(f)$ следует, по-видимому, связать с различиями эффектов генерации спиновых волн элементами поверхностных структур. Из результатов проведенного аналогично [3] микромагнитного моделирования видно, что распространение ПМСВ в пленке ЖИГ с вытравленной структурой сопровождается генерацией пучков коротких обменных спиновых волн (ОСВ), направление распространения которых вглубь пленки практически не зависит от положения частоты накачки в спектре ПМСВ (сравн. рис. 3 а, б). В то же время, результаты аналогичного моделирования для случая пермалловых полосок показали, что вблизи длинноволновой границы ПМСВ ($f_0=3,15$ ГГц для $H_0=550$ Э, рис. 3в) направление распространения пучков ОСВ заметно отличается как от рис.3а, б, так и для частоты, дальше отстоящей от f_0 (рис. 3г). Последнее может быть причиной различий вида зависимости $S_{21}(f)$ в частотной области вблизи длинноволновой границы ПМСВ.

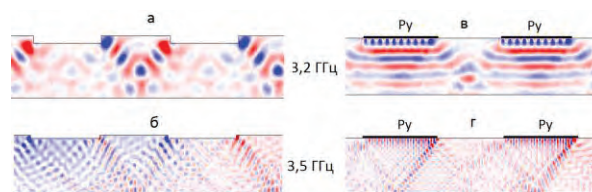


Рис. 3. Результаты расчета распределения высокочастотной намагниченности в СМК с вытравленной поверхностной структурой (а, б) и в образце №7 при $\theta=0$ (в, г) для указанных частот, $H=550$ Э

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2019-0013 «Спинтроника» и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект РФФИ №18-57-00005-Бел).

Литература

1. С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков и др. УФН, Т.185, 1099–1128 (2015).
2. S.L. Vysotskii, Y.V. Khivintsev, V. K. Sakharov *et al.*//IEEE Magnetic Letters, V. 8, 3706104 (2017)
3. С.Л. Высоцкий, Г.М. Дудко, А.В. Кожевников и др.// Труды XXIII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» 11 - 14 марта 2019 г., Нижний Новгород, Т. 1, С. 156 - 157.

Исследование топологических изоляторов: магнитное легирование и магнитное расширение

Д.А. Глазкова^{1,*}, Д.А. Естюнин¹, М.М. Отроков², Е.В. Чулков^{1,2}, И.И. Климовских¹,
О.Е. Терещенко³, З.С. Алиев⁴, А.М. Шикин¹

1 Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198594.

2 Donostia International Physics Center (DIPC), Paseo Manuel de Lardizabal, 4, San Sebastian/Donostia, 20018.

3 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

4 Institute of Catalysis and Inorganic Chemistry, H.Javid Ave, 113, Baku, AZ1143.

*daria.a.glazkova@gmail.com

Магнитные топологические изоляторы представляют собой узкозонные полупроводники, совмещающие в себе нетривиальную топологию и магнитный порядок. В работе рассмотрены топологические изоляторы, магнитное упорядочение в которые внесено разными способами, а именно легированный топологический изолятор и внутренний магнитный топологический изолятор. В частности, изменения их электронной и спиновой структуры, их магнитные характеристики. Из полученных данных и теоретических соображений сделаны выводы о преимуществах указанных методов.

Введение

Топологические изоляторы (ТИ) — материалы, являющиеся изоляторами в объеме, но обладающие проводящими поверхностными состояниями. Эти состояния образуются как связь между двумя топологически неэквивалентными фазами. В случае трехмерных топологических изоляторов они обладают электронной структурой Дираковского конуса и оказываются защищенными от разрушения симметрией обращения времени, которая обеспечивает разделение на фазы.

В частном случае — случае магнитных ТИ — взаимодействие между топологией и магнетизмом обеспечивает богатую платформу для реализации экзотической физики. Ниже температуры магнитного перехода симметрия обращения времени нарушается, что приводит к появлению массы у дираковских фермионов и к открытию запрещенной зоны в точке Дирака в электронной структуре ТИ. Это даёт возможность реализовать такие явления, как квантованный аномальный эффект Холла (КАЭХ) и магнитоэлектрические эффекты. Эти необычные свойства делают такие ТИ весьма перспективными для применений в новейшей электронике и особенно в антиферромагнитной (АФМ) спинтронике.

Стоит заметить, что для большинства реализуемых эффектов, включая КАЭХ, ключевыми критериями являются: температура магнитного перехода, наличие запрещенных зон как для объемных, так и

для поверхностных состояний, и нахождение этих зон на уровне Ферми.

Для реализации данных эффектов необходимо индуцировать внутреннее магнитное поле в ТИ. Этого можно добиться следующими способами: легирование магнитными примесями или создание магнитного слоя непосредственно в кристаллической структуре ТИ — так называемый внутренний магнитный топологический изолятор.

В данной работе внимание будет сосредоточено на свойствах АФМ ТИ, полученных обоими методами.

Методы измерений

Измерения электронной и спиновой структуры АФМ ТИ проводились методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением (ФЭСУР и С-ФЭСУР), а также методом СКВИД магнитометрии.

ФЭСУР позволяет разрешать электронную структуру вплоть до сотых эВ по энергиям и сотых $1/\text{\AA}$ по волновому вектору; таким образом запрещенная зона дираковского конуса может быть видна явно или проанализирована при помощи разложения спектра. Разрешение по спину позволяет проследить за спин-поляризацией ветвей дираковского конуса. СКВИД позволяет рассмотреть температурную зависимость магнитной восприимчивости и сделать предположение о точке АФМ-перехода.

Обсуждение результатов

В работе рассмотрены два АФМ ТИ, магнитное упорядочение в которых достигнуто различными методами: легированный магнитной примесью ТИ и внутренний магнитный ТИ.

Первый из них — соединение $(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_3$, легированное гадолинием [1]. В случае легированных ТИ КАЭХ был уже реализован для Cr и V, но при температурах до 1К [3]. Гадолиний является перспективным материалом для усовершенствования результата, так как обладает большим магнитным моментом и изовалентен висмуту, что позволяет ему встраиваться в кристаллическую решетку, притом без дополнительных зарядовых эффектов. Из наших данных показано, что его электронная структура характеризуется Дираковской щелью, расположенной на уровне Ферми. Эта щель сохраняется при температурах, которые значительно выше температуры объемного магнитного перехода — вплоть до комнатной. Температурная зависимость магнитной восприимчивости указывает на объемную АФМ фазу при низких температурах. В результате материал можно рассматривать как магнитный ТИ с АФМ упорядочением ниже температуры Нееля (T_N) — 4 – 8 К.

Второй из них — соединение MnBi_2Te_4 — первый предсказанный и изученный антиферромагнитный топологический изолятор [2]. Блоки ферромагнитного семислойника MnBi_2Te_4 могут быть использованы для создания топологически нетривиальных гетероструктур. Ожидается, что будет наблюдаться

ряд фундаментальных явлений, среди которых квантованная магнитоэлектрическая связь и состояние аксионного изолятора, а также другие эффекты станут доступны при повышенных температурах, например квантовый аномальный эффект Холла и хиральные майорановские фермионы.

На основании теоретических расчётов и наших измерений электронной структуры [2], было показано, что запрещенная зона в точке Дирака для MnBi_2Te_4 значительно превышает аналогичные значения для Gd-легированного, обеспечивая тем самым более многообещающую платформу для достижения КАЭХ при высоких температурах. Согласно нашим измерениям, T_N для MnBi_2Te_4 составляет 25К, что так же в несколько раз выше T_N для легированного Gd.

Таким образом, оба данных образца применимы для достижения КАЭХ. Как можно видеть из вышеуказанного, ТИ полученный новым методом видится более перспективным материалом по ряду причин, и в работе будут приведены данные, показывающие это.

Литература

1. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, Yu. I. Surnin *et al.* // Scientific reports 9, 4813 (2019)
2. M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann *et al.* // Nature 576, 416-422 (2019)
3. M. Mogi, R. Yoshimi *et al.* // Applied Physics Letters 107, 182401 (2015)

Модификация электронной структуры графена в контакте с тяжелыми и магнитными металлами

А.А. Гогина^{1,*}, А.Г. Рыбкин¹, Л. Петача², Г.Ди Санто², А.М. Шикин¹, И.И. Климовских¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.

² Elettra Sincrotrone Trieste, Trieste, Italy.

*alevtina_gogina@mail.ru

Данная работа посвящена экспериментальному изучению электронной структуры эпитаксиального графена на подложке SiC(0001), интеркалированного атомами Mn, и CVD-графена на подложке кобальта после интеркаляции атомами Au и Mn.

Введение

На сегодняшний день графен является одним из наиболее интересных объектов для исследования из-за наличия в его электронной энергетической структуре линейной дисперсии электронных π -состояний в области К-точки зоны Бриллюэна. Данные свойства делают графен перспективным материалом для применения в нанозелектронике и спинтронике. При этом для его эффективного использования необходимо изучение модификаций свойств графена при контакте с другими материалами, поскольку графен чаще всего получают на полупроводниковых подложках, или на металлических монокристаллах. Следовательно, путем контакта с различными материалами и функционализацией графена, оказалось возможным управлять его электронной энергетической структурой.

Некоторые исследования зонной структуры систем графена на металлических подложках показывают, что сильное взаимодействие между $C2p_z$ и d -состояниями металлической подложки приводит к модификации электронной структуры и сдвигу относительно уровня Ферми π -состояний графена. Среди систем с сильным взаимодействием наиболее интригующими являются структуры графен-ферромагнетик из-за их перспектив в приложении в спинтронике. Например, было предсказано, что слои графена могут быть использованы как эффективный спиновый фильтр в структуре «сэндвича» ферромагнетик-графен-ферромагнетик. Также явление перекрытия электронных состояний на границе раздела графена и ферромагнетиков, таких как Ni и Co, позволяет наблюдать индуцированную спиновую поляризацию π -состояний графена, что было показано в серии экспериментов для графена

на Ni(111) и графена на Co(0001) [1–4]. Это явление может быть применено для эффективной спиновой инжекции и для изменения электронной структуры графена.

Электронная структура интерфейса графен-ферромагнетик может быть модифицирована путем интеркаляции различных атомов с целью создания необычных гетероструктур на основе графена. Например, интеркаляция атомов Fe приводит к увеличению индуцированного магнитного момента в графене [3]. Кроме того, в системах такого типа возможно образование необычных магнитных структур. Примером такого эксперимента может служить образование тонкого слоя сплава Ni_3Mn на границе раздела графен/Mn-Ni(111) [5]. Более того, в настоящее время, наибольшее внимание привлекает недавнее открытие 2D-ферромагнетиков [6]. Это вызвало значительный интерес к их потенциальному применению для манипулирования наноразмерным спином или магнетизмом. Наиболее интригующим применением этих материалов является приведение их в контакт с графеном [4], что позволяет объединить уникальные свойства 2D магнитных структур и графена, которые можно использовать в таких приложениях, как магнитная память.

Эксперимент и заключение

Данная работа посвящена экспериментальному изучению электронной структуры эпитаксиального графена на подложке SiC(0001), интеркалированного атомами Mn, и CVD-графена на подложке кобальта после интеркаляции атомами Au и Mn.

Именно возможность получения сплавов марганца с кремнием или металлами представляют большой

интерес, поскольку они могут образовывать экзотические магнитные структуры, способные изменить электронную структуру графена при контакте с ними. Для достижения поставленной цели, в данной работе основное внимание уделяется экспериментальному изучению электронной структуры графена методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Исследования систем проводились в Ресурсном Центре СПбГУ «Физические методы исследования поверхности» в Санкт-Петербурге и на канале VadeIph, центра синхротронного излучения Elettra в г. Триест (Италия).

Литература

1. Usachov, D., et al. Nano Lett. 15, 2396–2401 (2015).
2. Dedkov, Y. S., et al. New J. Phys., 12, No. 125004 (2010).
3. Weser, M., et al. Appl. Phys. Lett., 96, No. 012504 (2010).
4. Rybkin et al., Nano Lett. , 18, 3, 1564-1574 (2018)
5. Voloshina, Elena, et al., The Journal of Physical Chemistry C 123.8 (2019): 4994-5002.
6. Gibertini, M., et al. , Nat. Nanotech 14 (2019): 408-419.

Ферромагнитный резонанс кольцевых магнитных доменов в многослойных плёнках Co/Pt с перпендикулярной анизотропией

Р.В. Горев*, М.В. Сапожников, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*gorevrv@ipmras.ru

Методами микромагнитного моделирования исследован ферромагнитный резонанс пленок (ФМР) Co/Pt с измененным параметром анизотропии в кольцевых областях при наличии и в отсутствие взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ). Показано, что ВДМ в данной системе приводит к вырождению спектра ФМР.

В последнее время большое внимание уделяется изучению свойств некомпланарных распределений намагниченности в плёнках с перпендикулярной анизотропией. В частности, недавно были проведены исследования СВЧ свойств системы цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) в многослойных плёнках Co/Pt [1]. В таких структурах может присутствовать взаимодействие Дзялошинского-Мория (ВДМ) [2], что приводит к изменению типа доменной стенки. В данной работе было проведено численное моделирование ферромагнитного резонанса (ФМР) в системе кольцевых магнитных доменов (КМД) модифицированной плёнки Co/Pt с блоховскими и неелевскими стенками.

Схематичное изображение исследуемой системы представлено на рис. 1. Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности образца с использованием пакета OOMMF [3], при этом использовались периодические граничные условия. Были взяты следующие геометрические и материальные параметры: толщина пленки $t = 7.5$ нм, период решетки модифицированных областей 500 нм, внутренний и внешний диаметры КМД $d_1 = 100$ нм и $d_2 = 300$ нм соответственно, намагниченность насыщения $M_s = 2 \times 10^5$ А/м, константа обменного взаимодействия $A = 1.5 \times 10^{-12}$ Дж/м, константа анизотропии пленки Co/Pt $K_0 = 5 \times 10^4$ Дж/м, константа анизотропии модифицированной области $K_1 = 3 \times 10^4$ Дж/м, параметр диссипации 0.01. Распределения намагниченности системы в отсутствие и при наличии ВДМ приведены на рис. 1 (б и в соответственно), константа Дзялошинского-Мория для второго случая $D = 2 \times 10^{-4}$ Дж/м².

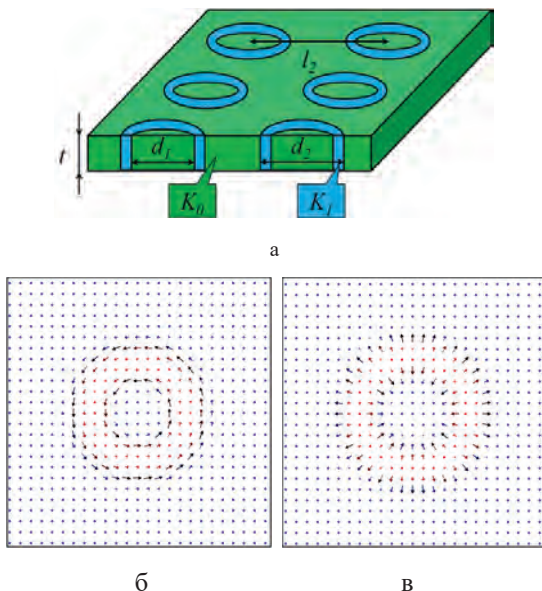


Рис. 1. Схематичное изображение системы КМД в плёнке Co/Pt (а) и численно рассчитанные распределения намагниченности в отсутствие при наличии ВДМ (б и в соответственно)

Моделирование проводилось по следующему алгоритму. Первоначально система приводилась в состояние равновесия, после чего вдоль диаметра кольца к ней прикладывалось однородное переменное магнитное поле, а затем регистрировалась амплитуда установившихся колебаний. Частота возбуждающего СВЧ поля изменялась в диапазоне от 0 до 10 ГГц. Амплитуда колебаний переменной составляющей намагниченности рассчитывалась по формуле:

$$\mathbf{m} = \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + m_z^2}.$$

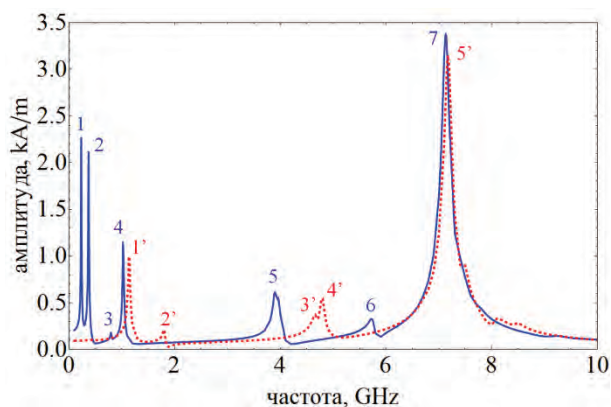


Рис. 2. Спектры системы КМД в плёнке Co/Pt без учёта (синяя сплошная кривая) и с учётом (красная штриховая кривая) ВДМ

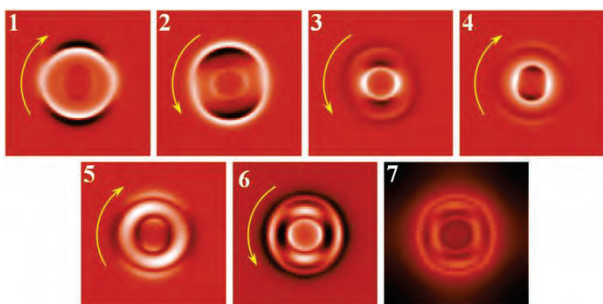


Рис. 3. Мгновенные распределения переменной компоненты намагниченности системы КМД, соответствующие резонансам на рис. 2 (сплошная синяя кривая)

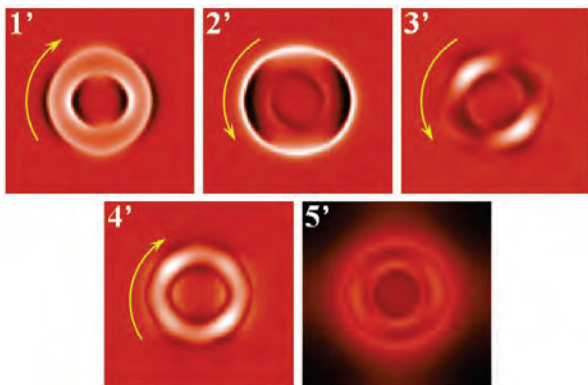


Рис. 4. Мгновенные распределения переменной компоненты намагниченности системы КМД, соответствующие резонансам на рис. 2 (штриховая красная кривая)

Спектры ФМР системы КМД приведены на рис. 2. Резонансы в отсутствие ВДМ пронумерованы 1-7, резонансы при наличии – 1'-5'. Распределения параллельной возбуждающему полю проекции намагниченности показаны на рис. 3 и 4. Пики 1 и 2 соответствуют резонансам намагниченности вблизи внешней доменной стенки кольца. Пики 3 и 4 имеют аналогичную природу, но в этих случаях резонирует намагниченность вблизи внутренней доменной стенки. Пики 5 и 6 соответствуют связанным резонансам модифицированной области и доменных границ. Пик 7 связан с резонансом пленки, которая окружает модифицированную область. Пики, находящиеся справа от 7, соответствуют резонансам плёнки более высокого порядка и не обсуждаются в данной работе. Во всех резонансах, за исключением 7, колебания распространяются вдоль углового направления (указано жёлтой стрелкой на рисунке).

При введении в систему ВДМ спектр вырождается. Пики 1-4 переходят в 1' и 2', притом теперь область вблизи внутренней доменной стенки резонирует на более низких частотах, нежели вблизи внешней. Пики 5 и 6 переходят в 3' и 4', которые отвечают резонансу модифицированной области, хотя сложно определить соответствие, поскольку 3' и 4' находятся слишком близко друг к другу. Пики 5' и 7 полностью идентичны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 18-02-00247.

Литература

1. M. V. Sapozhnikov, R. V. Gorev, E. A. Karashtin, V. L. Mironov // JMMM, 446, 1-6 (2018).
2. Nam-Hui Kim, Dong-Soo Han, Jinyong Jung et. al. // APL, 107, 142408 (2015).
3. M. J. Donahue, D. G. Porter, Interagency Report No. NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, (math.nist.gov/oommf/).

Оптимизация параметров покрытия зондов для МСМ измерений сверхтонких магнитных плёнок

Н.С. Гусев, Р.В. Горев, О.Л. Ермолаева, В.Л. Миронов, Е.В. Скороходов, О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, Россия 603087.

*gusevns@bk.ru

Приводятся результаты исследований доменной структуры многослойных пленок Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией методами магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Измерения проводились при помощи зондов, на которые также было нанесено покрытие на основе CoPt. В зависимости от толщин и количества слоёв Co и Pt этого покрытия наблюдается разный магнитно-силовой контраст от одних и тех же образцов. Установлен оптимальный состав покрытия зонда, при котором наблюдается наилучший МСМ сигнал от сверхтонких пленок Co/Pt.

Введение

В настоящее время магнитные структуры, содержащие слои Co/Pt привлекают значительное внимание исследователей [1,2]. В таких структурах на границе Co и Pt возникает взаимодействие Дзялошинского-Мория (ВДМ). Оно приводит к формированию, так называемых, магнитных скирмионов, представляющих значительный интерес с фундаментальной и практической точек зрения. Поэтому, исследование поведения скирмионов в искусственных многослойных магнитных пленках Co/Pt является одной из наиболее актуальных задач в области наномagnetизма.

Для наблюдения скирмионов используются различные методы. Скирмионы, стабилизированные диполь-дипольным взаимодействием имеют субмикронный размер. Для исследования таких скирмионов можно использовать оптические методы, такие как керровская микроскопия. Скирмионы, стабилизированные ВДМ имеют нанометровые размеры. Для исследования таких скирмионов используется рентгеновская микроскопия, позволяющая получить высокое пространственное и временное разрешение [3]. Другим методом для исследования скирмионов является магнитно-силовая микроскопия (МСМ), которая также имеет достаточно высокое пространственное разрешение и не требует использования синхротронных источников. Пленки Co/Pt с несколькими (> 5) периодами содержат значительное количество магнитного материала, достаточное для регистрации сигнала стандартным зондом МСМ. Исследованию таких пленок посвя-

щено в настоящее время значительное число работ. Пленки Co/Pt с одним (~ 1 нм) слоем Co дают слабый сигнал МСМ при использовании стандартного зонда с однослойным покрытием из ферромагнитного материала. Настоящая работа посвящена оптимизации магнитного покрытия зонда МСМ, для регистрации слабого сигнала от сверхтонких пленок Co/Pt. Особое внимание уделено исследованиям зондов, поверхность которых покрыта многослойной пленкой Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией [4].

Экспериментальная часть

В ходе работы была модифицирована серия зондов NSG фирмы NT-MDT. Геометрическая форма иглы зонда представляет собой конус с плоской площадкой на торце размером ~ 10 нм. При помощи магнетронного напыления на поверхность иглы была нанесена пленка с периодически чередующимися слоями Co и Pt. Толщина Co составляла 5 А. Толщина Pt варьировалась в интервале от 1 до 2 нм. При магнетронном осаждении зонды в вакуумной камере располагались таким образом, чтобы плоский торец был параллелен плоскости мишени. Расстояние до мишени составляло 120 мм. Напыление происходило при комнатной температуре в атмосфере аргона $4 \cdot 10^{-3}$ Тор. Дополнительной постобработке зонды не подвергались. Контроль магнитных свойств полученных покрытий осуществлялся при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра в пленке, которая изготавливалась на отдельной подложке в том же цикле напыления,

что и зонды. Подразумевается, что пленка на поверхности иглы обладает теми же магнитными свойствами, что и плёнка на свидетеле. Так же предполагается, что эффективный магнитный момент зонда определяется только магнитным материалом на его кончике (на боковых поверхностях суммарный магнитный момент Co/Pt скомпенсирован) и направлен перпендикулярно исследуемой пленке. В ходе работы были изготовлены зонды с покрытием, состоящим из нескольких периодов Co/Pt. По данным керровского эффекта полученные покрытия обладают одноосной перпендикулярной анизотропией и имеют коэрцитивные поля в диапазоне от 100 до 200 Э.

При помощи изготовленных зондов были проведены МСМ исследования пленок Co/Pt. В качестве исследуемых структур были использованы свидетели напыления магнитных покрытий на зонды с разным количеством периодов Co/Pt. Перед измерениями все пленки были размагничены. Типичные МСМ изображения этих пленок представлены на рис. 1,2.

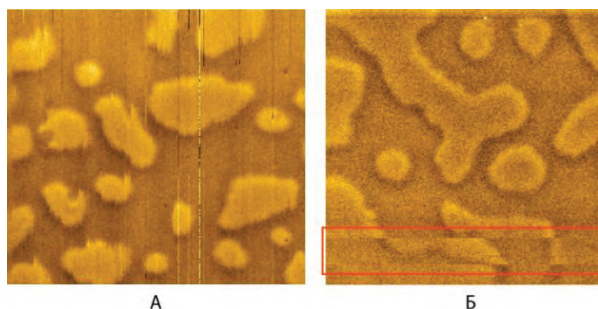
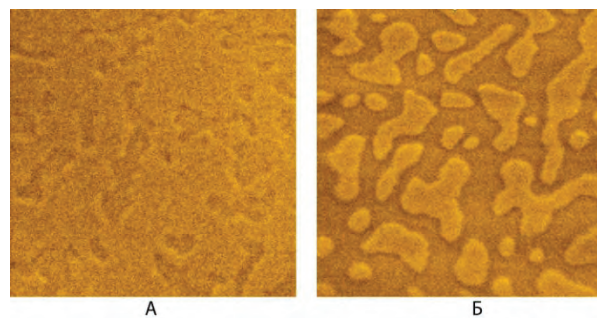


Рис. 1. МСМ изображение доменной структуры Co/Pt. Размер скана 3x3 мкм. Артефакты измерения: А – перемагничивание плёнки зондом, Б – перемагничивание зонда плёнкой (красная рамка)

Исследования показали сильное изменение контраста в зависимости от используемого зонда и изучаемого образца. Кроме того, были обнаружены артефакты измерений, связанные с перемагничиванием плёнки зондом, и зонда плёнкой (рис. 1). Возникновение этих артефактов зависит от взаимного соотношения количества магнитного материала в структуре покрытия и пленки, а также их коэрцитивности. По данным наших измерений оптималь-



ными являются зонды с покрытием, имеющим такое же количество слоев, что и исследуемая пленка (рис. 2Б). Исследования также показали, что плёнки с количеством периодов Co/Pt больше двух имеют высокий МСМ контраст.

Рис. 2. МСМ изображение доменной структуры Co/Pt. Размер скана 5x5 мкм. А – образец с одним периодом и толщиной Co 1,3 нм. Б – образец с количеством периодов 6, зонд – 6 периодов

При уменьшении количества магнитного материала это правило уже не выполняется. Магнитный контраст в пленке Co/Pt с одним периодом не удается получить зондом с таким же покрытием. Для исследования таких сверхтонких образцов наиболее подходящими оказались зонды с 4 периодами Co/Pt (рис. 2А). С одной стороны, он не перемагничивает плёнку собственным полем и не перемагничивается сам под действием поля пленки, а с другой стороны, обладает достаточной чувствительностью для регистрации МСМ контраста.

Изготовление зондов выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант номер 18-72-10026). МСМ измерения выполнены при поддержке РФФИ (проект №18-02-00247).

Литература

1. P.F. Carcia, JoAP VOL.63, P. 5066 (1988).
2. T. Kishi, H. Yoda, T. Kai, T. Nagase et. al., IEEE International Electron Devices Meeting (2008)
3. Olivier Boule, Jan Vogel, HongxinYang, et. al., Nature Nanotechnology 11, 449 (2016).
4. A.V. Zdrovevskiy et al., Physics of solid state VOL. 58, No. 11, P. 2267-2270 (2016).

Образование доменной структуры в [Co/Pt] с перпендикулярной анизотропией под действием поля, приложенного в плоскости слоёв

Н.С. Гусев¹, О.Л. Ермолаева¹, Е.А. Караштин^{1,2,*}, Е.В. Скороходов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

eugenk@ipmras.ru

В данной работе исследованы особенности размагничивания плёнок с перпендикулярной анизотропией [Co/Pt] при приложении к ним внешнего магнитного поля в плоскости слоёв. Показано, во-первых, что при приложении некоторого критического поля в плоскости зарождаются магнитные домены, которые имеют форму бабблов, а не лабиринтной доменной структуры. Это объясняется тем, что за счёт наклона векторов намагниченности в поле энергия доменной стенки уменьшается. Также дано объяснение смене знака средней намагниченности вдоль нормали к поверхности образца при смене полярности намагничивания его в плоскости. Экспериментально продемонстрировано, что такое переключение происходит вследствие наличия у внешнего магнитного поля небольшой компоненты вдоль нормали к поверхности образца, которая объясняется неточностью установки образца относительно электромагнита.

Известно, что при приложении некоторого критического поля в плоскости однородно намагниченного тонкоплёночного магнитного образца с анизотропией типа "лёгкая ось" зарождаются магнитные домены. Это объясняется тем, что за счёт наклона векторов намагниченности в поле энергия доменной стенки уменьшается. Теоретические предсказания были даны в работах [1,2]. Несмотря на наличие некоторых экспериментальных данных [3,4], для периодических структур типа [Co/Pt] измерений указанного эффекта ранее не проводилось. Целью данной работы является обнаружение эффекта в подобных структурах, а также объяснение явления переворота средней намагниченности по нормали образца (z -компоненты) при смене внешнего подмагничивающего поля, направленного в плоскости структуры (и установление, почему образец не размагничивается полностью, а сохраняет значительную среднюю z -компоненту после указанной операции размагничивания).

Методом магнетронного напыления изготовлены многослойные структуры [Co/Pt] с перпендикулярной анизотропией. После намагничивания в направлении, перпендикулярном плоскости слоёв, структуры сохраняли намагниченность (остаточная намагниченность, определяемая по магнитооптическому эффекту Керра практически равна единице; см. рисунок 1а).

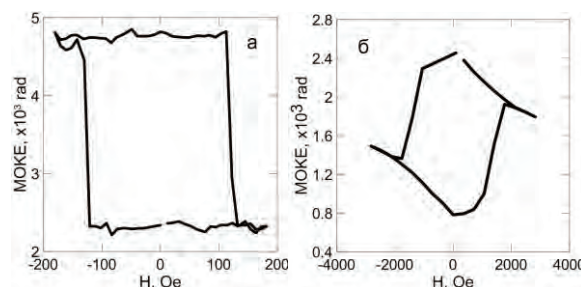


Рис. 1. Петли магнитооптического эффекта Керра для z -компоненты намагниченности при приложении поля вдоль нормали (а) и в плоскости образца (б)

При намагничивании в плоскости слоёв для z -компоненты намагниченности вначале (поля до 400-500э) наблюдается безгистерезисное поведение; при превышении указанных полей происходит переход на петлю с гистерезисом и остаточной намагниченностью, заметно меньшей единицы (рисунок 1б). Кроме того, видно, что при смене знака поля в плоскости средняя намагниченность по z меняет знак.

Методом MCM проведено экспериментальное изучение разбиения на домены структуры [Co/Pt] с перпендикулярной анизотропией во внешнем магнитном поле, приложенном в плоскости такой структуры. При приложении поля порядка 1500э хорошо видно образование в структуре доменов типа бабблов (отдельных цилиндрических магнитных доменов) (рисунок 2).

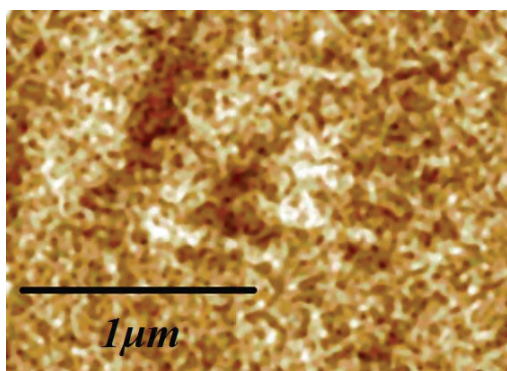


Рис. 2. Образование магнитных доменов в [Co/Pt] в поле 1500э

После отключения внешнего по разнице площадей "светлых" и "тёмных" доменов видно, что остаётся некоторая средняя намагниченность по нормали к образцу (рисунок 3а). Это согласуется с петлями гистерезиса, полученными магнитооптическим методом. При дальнейшем приложении в плоскости поля противоположного знака намагниченность в перпендикулярном многослойной структуре направлении меняет знак при достижении определённой критической величины поля (рисунок 3б). Если же вместо смены знака поля поворачивать образец, что соответствует смене знака поля в плоскости при сохранении "случайного" поля по z , возникающего из-за неточности установки образца в магните, намагниченность по z не меняет знака

(рисунок 3в,г). Об этом свидетельствует то, что "светлых" доменов в проведённом эксперименте всегда больше по площади, чем "тёмных".

Таким образом, в данной работе продемонстрировано, что при приложении поля больше некоторого критического в плоскости структуры с перпендикулярной намагниченностью зарождаются магнитные домены, которые имеют форму бабблов, а не лабиринтной доменной структуры. Также показано, что смена знака средней намагниченности по z при смене направления приложенного к системе поля связана с небольшим случайным отклонением поля от плоскости структуры: компонента, направленная вдоль нормали, приводит к смене знака средней намагниченности системы вдоль нормали.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №18-32-20036).

Литература

1. M.W. Muller // Phys. Rev. **122**, 1485 (1961).
2. W.F. Brown // Phys. Rev. **124**, 1348 (1961).
3. J. Gao, S. Tang, Y. Li, et al. // J. Appl. Phys. **112**, 073913 (2012).
4. L. Fallarino, O. Hovorka, A. Berger // Phys. Rev. B **94**, 064408 (2016).

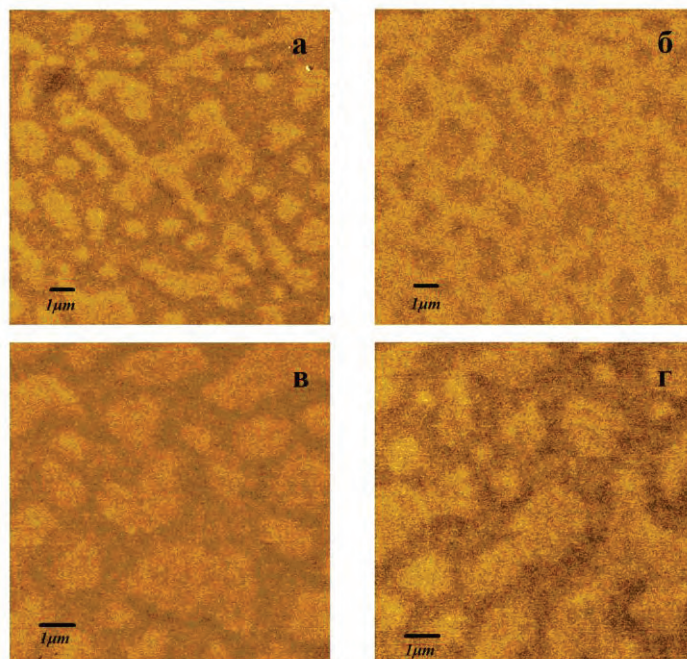


Рис. 3. Магнитные домены в [Co/Pt] после намагничивания в плоскости (поля больше 1000э) (а), (б) в двух противоположных направлениях, (в), (г) при сохранении направления поля и повороте образца на 180°

Управление поверхностным взаимодействием Дзялошинского-Мория с помощью деформаций

Н.С. Гусев¹, М.В. Сапожников^{1,2}, А.В. Садовников³, С.А. Никитов³, О.Г. Удалов^{1,2,4*}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, Россия 603087.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия, 603950.

3 Саратовский государственный университет, Саратов, Россия, 410012.

4 California State University, Northridge, CA, Northridge, 18111 Nordhoff Str., USA 91330.

*udalov@ipmras.ru

Методами мандельштам-бриллюэновского рассеяния света исследовано взаимодействие Дзялошинского-Мория (ВДМ) в магнитных многослойных пленках Co/Pt. Показано, что величина ВДМ существенно зависит от деформации многослойной пленки. Приложение деформаций в диапазоне от -0.1 до 0.1% приводит к изменению ВДМ от -0.2 до 0.9 мДж/м². Приложение деформаций сжатия может приводить к изменению знака коэффициента ВДМ. Приложение анизотропных деформаций индуцирует анизотропию ВДМ. Т.е. коэффициент ВДМ различен вдоль различных направлений. Более того, при деформациях сжатия может возникать ситуация, когда ВДМ имеет различный знак вдоль ортогональных направлений.

Введение

Скирмионы в магнитных тонких пленках с перпендикулярной анизотропией представляют собой нетривиальные магнитные текстуры, интересные для приложений, таких как память и логика. Поэтому, манипулирование (создание, уничтожение и перемещение) скирмионами - это актуальная, и еще не решенная задача современной спинтроники. Для манипуляции скирмионами в настоящее время используется несколько подходов. Существуют методы, основанные на пропускании через систему электрического спин-поляризованного тока. Они требуют высокой плотности тока и, следовательно, имеют низкую энергоэффективность. Многие группы работают над подходами, основанными на приложении к системе электрического поля, а не тока. При таком подходе тепловые потери сводятся к минимуму. Один из наиболее активно изучаемых подходов основан на эффекте магнито-упругом эффекте (управлении магнитной анизотропией за счет деформаций). Поскольку стабильность скирмионов определяется конкуренцией магнитной анизотропии и взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ), умение изменять один из этих вкладов открывает путь для управления скирмионами. Т.к. деформации могут быть вызваны приложением электрических полей, это открывает возможность по манипулированию скирмионами с помощью электрического поля.

В данной работе мы экспериментально показали, что ВДМ также можно контролировать с помощью деформаций. Ранее деформационная зависимость ВДМ изучалась в объемных кристаллах. Мы продемонстрировали, что в многослойных структурах тяжелый металл/ферромагнетик (Co/Pt) поверхностное ВДМ можно изменять в широком диапазоне, используя деформации. Одноосные напряжения изменяют среднюю величину константы ВДМ, а также индуцируют анизотропию ВДМ. Более того, ВДМ имеет разный знак для разных направлений в деформированных образцах.

Экспериментальные методы

Серия образцов Стекло/Ta(2,5 нм)/Pt(d)/Co(1,2 нм)/Pt(2 нм) была изготовлена с использованием магнетронного распыления. Толщина нижнего слоя Pt (d) варьируется от 0,4 до 2,2 нм. Изготовление образцов с различной толщиной Pt позволяет найти наиболее чувствительный к деформации.

ВДМ в образцах исследовалось методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (МБРС) в геометрии Даймона-Эшбаха при приложении деформации, как показано на Рис. 1 (а). Магнитное поле прикладывалось либо вдоль направления деформации либо перпендикулярно к нему, что позволяет нам измерять константы ВДМ вдоль направлений x (D_x) и y (D_y). Типичный спектр BLS представлен на рис. 1 (б). Сплошные линии показывают подгонку Лоренца, демонстрирующую

сдвиг стоковых и антистоксовых пиков, обозначенных как Δf .

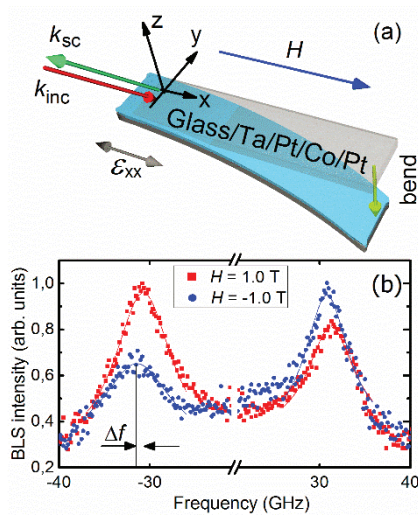


Рис. 1. (а) Экспериментальная геометрия. Образец (стекло/Та/Рт/Со/Рт) изогнут и имеет деформацию ϵ_{xx} в плоскости. Исследование МБРС проводится в геометрии Даймона-Эшбаха. Лазерный луч с падающим волновым вектором k_{inc} , лежащим в плоскости (y, z) , облучает образец. Многослойная пленка рассеивает свет обратно в направлении $k_{sc} = -k_{inc}$. Магнитное поле H прикладывается перпендикулярно плоскости падения. (б) Типичный BLS-спектр стекла/Та/Рт/Со/Рт без деформации при $H = 1$ Т (квадраты) и $H = -1$ Т (кружки). Сплошные линии – подгонка лоренцевой функцией. Δf - сдвиг частоты между стоковыми и антистоксовыми пиками

Результаты

Константа ВДМ вдоль направления x для трех образцов с толщиной Pt от 0,4 нм до 2,2 нм, показана на Рис. 2 как функция деформации ϵ_{xx} . Образцы с $d = 0,4$ и 2,2 нм демонстрируют слабое изменение ВДМ. Образец с $d = 1,1$ нм демонстрирует довольно сильное изменение константы ВДМ D_x от 0,1 до 0,8 мДж/м², т.е. 8-микратное увеличение. Стоит отметить, что $D_x = 0,8$ мДж/м² - достаточно высокое значение ВДМ, достаточное для стабилизации скирмионов в системе Co/Pt, тогда как 0,1 мДж/м² - низкое значение, недостаточное для образования скирмионов. Следовательно, можно эффективно управлять скирмионами, используя деформационную модуляцию ВДМ.

Поскольку деформация, индуцированная в наших образцах, является анизотропной, можно ожидать, что ВДМ также будет анизотропным. Это проде-

монстрировано в данной работе. Одноосная деформация изменяет коэффициент ВДМ для обоих направлений. Для деформации растяжения $D_x = D_y$, но для деформации сжатия наблюдается сильная анизотропия коэффициента ВДМ $D_x \neq D_y$.

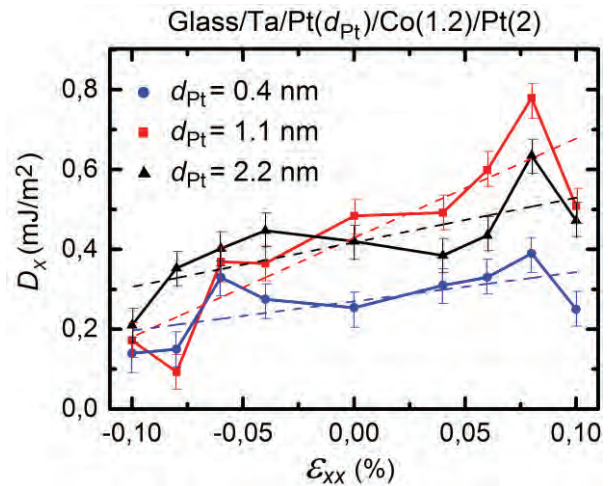


Рис. 2. Константа ВДМ вдоль направления x (D_x) как функция приложенного механического напряжения (ϵ_{xx}) для трех образцов Ta/Pt/Co/Pt с различной толщиной нижнего слоя Pt

Деформация, возникающая в наших пленках из-за изгиба образцов, составляет порядка 0,1%. Такая величина может быть легко достигнута в сегнетоэлектрических кристаллах при приложении напряжения. Например, в кристалле $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3 - PbTiO_3$ (PMN-PT) деформация, вызванная напряжением, достигает 0,3%, что даже выше, чем мы используем в наших экспериментах. Таким образом, можно управлять ВДМ с помощью электрического напряжения в гибридных системах сегнетоэлектрик/(Co/Pt). Предполагая линейную зависимость коэффициента ВДМ от ϵ , можно ожидать модуляции постоянной ВДМ от -0,8 до 1,8 мДж/м² в диапазоне электрического поля около ± 600 В/мм в системе PMN-PT/Ta/Pt/Co/Pt. Отметим, что для определенного среза кристалла PMN-PT индуцированная деформация сильно анизотропна. Таким образом, с помощью электрического поля может быть индуцирована анизотропия ВДМ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-72-10026) Моделирование выполнено при поддержке РФФИ (грант 18-42-520013 Р_А).

Магнитоэлектрический эффект в плёнках с анизотропией типа «лёгкая плоскость» и «лёгкая ось»

Н.С. Гусев, М.В. Сапожников, О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, Россия 603087.

*gusevns@bk.ru,

В работе приведены данные магнитооптических измерений плёнок с плоскостной анизотропией галфенола и никеля и плёнок с перпендикулярной анизотропией на основе многослойных структур CoPt. Магнитные плёнки были нанесены на поверхность сегнетоэлектрика PMN-Pt, к которому прикладывалось электрическое напряжение. В плёнках с анизотропией типа «лёгкая плоскость» обнаружен поворот оси анизотропии в плоскости образца. В структурах с анизотропией типа «лёгкая ось» наблюдается изменение формы петли гистерезиса.

Введение

Магнито-электрический (МЭ) эффект предоставляет возможность контролировать магнитное состояние системы с помощью электрического поля [1]. Использование электрического поля вместо электрического тока позволяет кардинально уменьшить тепловые потери в системе (которые в настоящее время ограничивают использование магнитных систем памяти и логики в микроэлектронике). Это обуславливает интерес к данному явлению. МЭ эффект в кристаллах при комнатной температуре является слабым. Кроме того, известно только два материала, где он наблюдается при комнатной температуре (BiFeO₃ и Cr₂O₃). Поэтому в настоящее время большое внимание уделяется гибридным системам (рис.1) сегнетоэлектрик/ферромагнетик. В таких системах

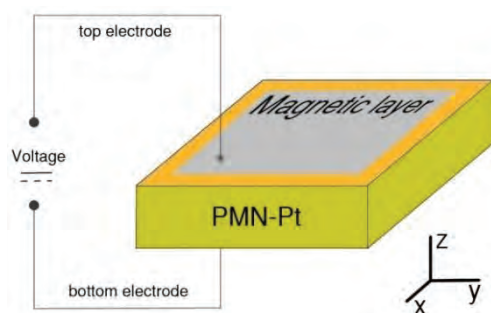


Рис. 1. Схематическое изображение гибридной структуры. В качестве магнитного слоя – Ni, FeGa, CoPt. Нижний электрод – Pt 50 нм

МЭ эффект может возникать при комнатной температуре за счет двух механизмов: 1) эффекты зарядовой аккумуляции на поверхности

металлического ферромагнетика (ФМ), вызванные электрической поляризацией сегнетоэлектрика (СЭ); 2) МЭ эффект, возникающий за счет комбинации магнито-стрикции (магнито-упругого эффекта) и пьезоэлектричества (электрострикции) [2]. Т.к. зарядовая аккумуляция в металлах возникает на толщине порядка одного параметра решетки, то эффекты зарядовой аккумуляции существенны только в сверхтонких пленках ФМ (меньше 5 нм). Стрикционный механизм МЭ эффекта позволяет изменять магнитную анизотропию ферромагнитных пленок и частиц, прикладывая электрическое напряжение к СЭ. Электрическое поле вызывает деформацию СЭ, которая передается в ФМ через границу. Магнито-упругий эффект приводит к изменению магнитных свойств, например магнитной анизотропии. [3]. Деформация передается на существенно большую глубину, чем глубина экранировки в металлах. Поэтому толщины магнитных пленок могут быть существенно больше, чем при реализации МЭ эффекта, основанного на зарядовой аккумуляции. Кроме того, стрикционный механизм может быть использован для управления и металлическими ФМ и ФМ изоляторами. Контроль магнитных свойств субмикронных тонких ферромагнитных плёнок с плоскостной анизотропией в гибридных структурах СЭ/ФМ достаточно хорошо изучен. Контроль перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА) также исследовался ранее. Было даже продемонстрировано переключение между перпендикулярной и плоскостной анизотропией за счет стрикционного МЭ эффекта [4]. Однако, по-видимому, такое поведение наблюдалось на единственном уникально образце. Это связано с

высокой чувствительностью свойств пленок Co/Pt к параметрам системы. Таким образом, стрикционное управление перпендикулярной анизотропией требует дальнейшего исследования.

Экспериментальная часть

Исследования магнитооптических свойств гибридных структур СЭ/ФМ проводились при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) в меридиональной и полярной геометрии на длине волны 632 нм. Напряжение к сегнетоэлектрику прикладывалось в пределах до 600 вольт. В качестве сегнетоэлектрика использовался PMN-Pt ($\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$). Характерные относительные деформации при комнатной температуре составляют 0.15% на 300В. При приложении напряжения, согласно схеме на рис.1 возникали деформации растяжения по ОХ и деформации сжатия по ОУ. При смене знака напряжения растяжение и сжатие по осям менялось на противоположное.

Ферромагнитные плёнки были нанесены на поверхность сегнетоэлектрика при помощи магнетронного напыления в атмосфере аргона $4 \cdot 10^{-3}$ Тор при комнатной температуре. В качестве магнитного слоя с анизотропией типа «лёгкая плоскость» использовались плёнки Ni и FeGa (80/20%) толщиной 30 нм.

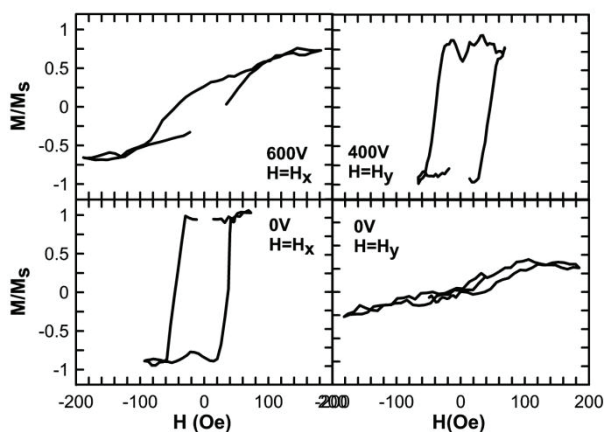


Рис. 2. Кривые намагничивания плёнки Ni в зависимости от приложенного напряжения. Меридиональная геометрия МОЭК

Характерной особенностью таких структур является выделенная ось магнитной анизотропии в плоскости, направление которой никак не привязано к осям СЭ. На рис.2 показано переключение направления оси лёгкого намагничивания на 90° в плоскости плёнки Ni при приложении напряжения. В

плёнках галфенола наблюдается аналогичный эффект. В качестве магнитного слоя с анизотропией типа

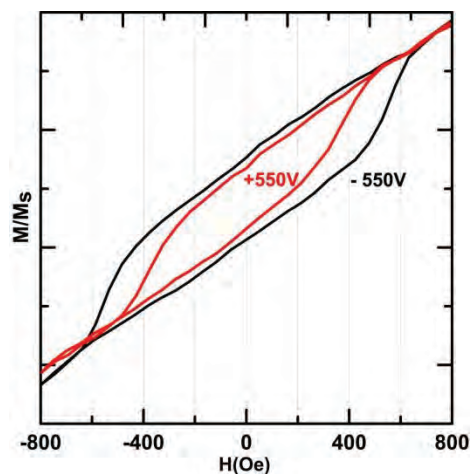


Рис. 3. Кривые намагничивания плёнки TaPtCoPt в зависимости от напряжения, приложенного к СЭ. Полярная геометрия МОЭК

«лёгкая ось» в гибридных структурах использовалась плёнка Ta(2)Pt(2.2)Co(1.3)Pt(2) (нм). Особенностью такой структуры является наличие практически нулевой остаточной намагниченности. В нулевом магнитном поле плёнка обладает лабиринтной доменной структурой, характерной для размагниченной плёнки с ПМА. В качестве СЭ использовался кристалл, у которого при приложении электрического поля (рис.1) возникали изотропные деформации в плоскости ХУ. Обнаружено изменение формы петли гистерезиса при разнице приложенного к СЭ напряжения в ~ 1 кВ (рис. 3).

Изготовление плёнок выполнено при поддержке РФФИ № 18-42-520013 Р_А. Магнитооптические исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант номер 18-72-10026).

Литература

1. Manfred Fiebig, J. Phys. D: Appl. Phys. 38, R123–R152 (2005).
2. Ce-Wen Nan, Phys. Rev. B 50, 6082 (1994)
3. Н.С. Гусев, И.Ю. Пашенькин, О.Г. Удалов, М.В. Сапожников, П.А. Юнин ЖТФ т.89 в.11 (2019).
4. B. Peng, Z. Zhou, T. Nan, G. Dong, M. Feng, Q. Yang, X. Wang, S. Zhao, D. Xian, Z.-D. Jiang, W. Ren, Z.-G. Ye, N. X. Sun, and M. Liu, ACS Nano 11, 4337 (2017).

Механизмы переключения ячеек магнитооптического пространственно-временного модулятора света

А.А. Данилова^{1,2}, М.В. Логунов¹, С.А. Никитов^{1,2}, С.С. Сафонов^{1*}, А.С. Федоров^{1,2}

1 Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009.

2 Московский физико-технический институт (ГУ), Институтский пер., 9, г. Долгопрудный Московской области, 141701.

*sergej-safonov-81@bk.ru

Представлены результаты исследования статических и динамических механизмов переключения ячеек магнитооптического пространственно-временного модулятора света в зависимости от размеров ячеек. Ячейки модулятора сформированы с помощью локального диффузионного отжига в монокристаллических пленках висмут-содержащих ферритов-гранатов. Благодаря невысоким управляющим полям (менее 20 Э) исследованные ячеистые структуры представляют интерес для разработки энергоэффективных модуляторов света.

Введение

Пространственно-временные модуляторы света (ПВМС) разрабатываются на протяжении нескольких десятилетий для использования в оптических корреляторах, процессорах, дисплеях, запоминающих устройствах. Магнитооптические ПВМС кодируют информацию путем изменения амплитуды и фазы проходящего или отраженного света с помощью эффектов Фарадея или Керра [1-4].

Интерес именно к магнитооптическим ПВМС в последнее время обусловлен возможностью создания на их базе голографических дисплеев с 3D изображением, наблюдаемым без дополнительных очков и приспособлений [3, 4]. По сравнению с ПВМС на базе жидких кристаллов, обеспечивающих частоту переключения ячеек ~100 Гц, магнитооптические ПВМС способны работать на частотах 10 000 Гц и выше, что критически важно для формирования 3D изображения в режиме реального времени. Актуальными задачами являются поиск магнитооптических пленок и создаваемых на их основе магнитофотонных кристаллов с высоким фарадеевским вращением и низкими оптическими потерями, снижение затрат энергии на переключение состояния ячеек ПВМС.

Методика и результаты эксперимента

В данной работе исследованы процессы перемагничивания ПВМС, состоящего из $N > 100$ ячеек. Ячейки сформированы с помощью локального диффузионного отжига в монокристаллических пленках висмут-содержащих ферритов-гранатов.

Пленки обладают преимущественно одноосной анизотропией, ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости пленки. Подобные пленки ферритов-гранатов являются основой магнитооптических ПВМС благодаря значительному эффекту Фарадея, а дисперсия эффекта Фарадея используется для создания цветных дисплеев, в том числе для реализации трех цветов в одной и той же ячейке (пикселе). В исходной пленке феррита-граната благодаря одноосной анизотропии в отсутствие магнитного поля реализуется лабиринтная доменная структура (рис. 1).



Рис. 1. Доменная структура пленки феррита-граната до диффузионного отжига

В одной и той же исходной пленке в результате локального диффузионного отжига получены ячейки квадратной формы с размерами 135*135 мкм и 46*46 мкм (рис. 2). Соответственно, площади ячеек различаются в 7,4 раза.

Для изменения состояния ячеек прикладывали магнитное поле перпендикулярно плоскости ПВМС. Для ячеек обоих размеров магнитные поля, необходимые для управления состоянием ячеек, были сравнительно небольшими – не более 20 Э, что важно для снижения затрат энергии на переключение состояния ПВМС. Показано, что переключение массива ячеек при квазистатическом изменении магнитного поля происходит весьма однородно, коэффициент квадратности петли гистерезиса превышает 0,7 (см. рис. 3).

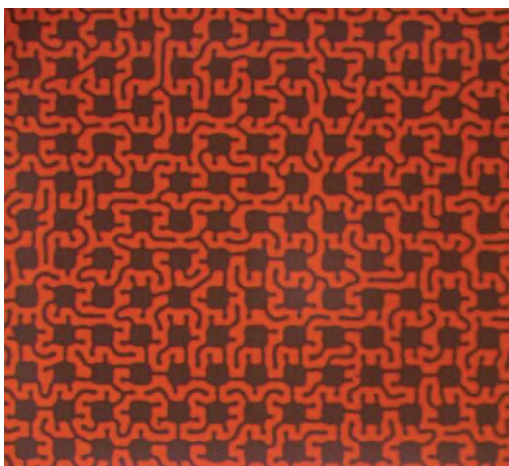
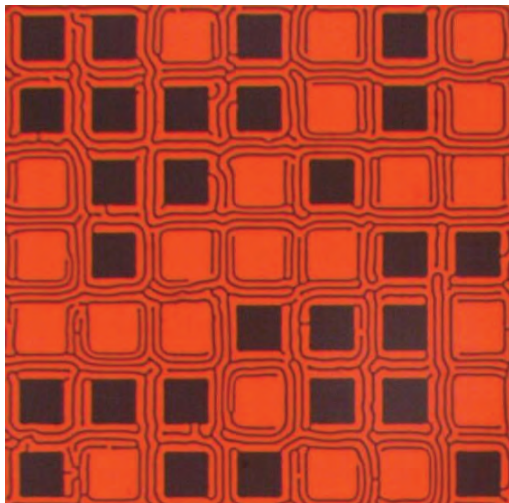


Рис. 2. Массивы ячеек ПВМС различного размера на базе одной и той же пленки феррита-граната

Динамические процессы переключения ячеек изучали методом высокоскоростной фотографии с временным разрешением 5 нс. Импульсные магнитные поля также прикладывали вдоль оси легкого намагничивания, перпендикулярно плоскости ПВМС. При приложении поля напряженностью до 100 Э переключение состояния ячеек происходило

путем движения доменных стенок от границ ячейки к ее центру. Время переключения ячеек составляло ~15 мкс в магнитных полях, минимально необходимых для завершения процессов переключения ячейки. Отметим, что при таком времени переключения ячеек ПВМС может работать с частотой до 30 кГц.

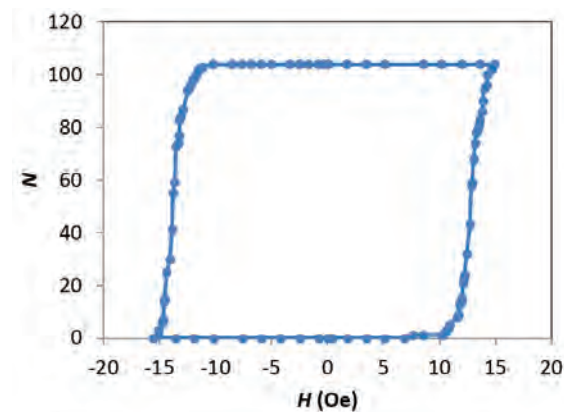


Рис. 3. Петля гистерезиса переключения массива ячеек ПВМС

Заключение

Показано, что изменение площади ячеек магнитооптического пространственно-временного модулятора света в 7 раз не приводит к существенным изменениям напряженности магнитных полей, необходимых для управления состоянием ячеек. Благодаря невысоким управляющим полям (менее 20 Э) исследованные ячеистые структуры представляют интерес для разработки энергоэффективных пространственно-временных модуляторов света.

Работа частично выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 18-52-16006 и 18-29-27020.

Литература

1. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov. *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*. IOP Publishing, Bristol, Philadelphia, 1997.
2. М. В. Логунов, Н. В. Моисеев, Ю. Н. Сажин *и др.* // *Письма в ЖТФ*, Т. 29 (12), 37 (2003).
3. K. Nakamura, H. Takagi, T. Goto *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* V. 108, 022404 (2016).
4. S. Kharratian, H. Urey, M. C. Onbaşı // *Sci. Rep.*, V. 9, 644 (2019).

Особенности ферромагнитного резонанса слоистых структур с близкими параметрами магнитных слоёв

Е.С. Демидов¹, Н.С. Гусев², И.Ю. Пашенькин², З.Ш. Гасайниев¹

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н.Н. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*demidov@phys.unn.ru

Приведены результаты анализа закономерностей в спектрах ферромагнитного резонанса (ФМР) структур ФМ/НМ/ФМ Ni/Ta/Ni, NiFe/Cu/NiFe/Pt с близкими параметрами магнитных слоёв в зависимости от слабого скалярного обменного взаимодействия (ОВ) между магнитными слоями на основе численного решения уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта. Экспериментально обнаружено отрицательное ОВ в структуре NiTaNi, необычное изменение спектров ФМР NiFe/Cu/NiFe/Pt с положительным ОВ при уменьшении толщины медной прослойки.

Введение

Слоистые структуры со слабым обменным взаимодействием (ОВ) между магнитными слоями, разделёнными немагнитными прослойками представляют интерес для реализации различных перспективных структур спинтроники. В настоящей работе, являющейся развитием наших предыдущих исследований [1-5], приведены результаты анализа закономерностей в спектрах ферромагнитного резонанса (ФМР) вышеназванных структур в зависимости от ОВ между слоями на основе численного решения уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) по алгоритму [6]. Особенностью настоящих объектов исследования является близость параметров магнитных слоёв (намагниченность насыщения, магнитная анизотропия, g-факторы спектроскопического расщепления). В таких структурах возможно проявление ОВ в ФМР в широком диапазоне магнитных полей в диапазоне от поперечной до продольной ориентации внешнего поля. Представлены характерные спектры ФМР структур с ферромагнитными слоями, отличающихся величиной диссипации прецессии спинов для вариантов положительного и отрицательного ОВ. Приведено детальное сравнение моделирования ФМР с экспериментальными спектрами структур.

Результаты и обсуждение

Объектами исследований являлись сформированные магнетронным осаждением на подложку из кремния или кварца слоистые структуры ФМ/НМ/ФМ Ni/Ta/Ni, NiFe/Cu/NiFe/Pt с двумя магнитными слоями ФМ с «немагнитной» металлической прослойкой Ti или Cu между магнитными

слоями Ni или пермаллоя NiFe. Взаимодействие между магнитными слоями представлялось скалярным ОВ $j\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2/M_1/M_2$.

В случае Ni/Ta/Ni линии спектра ФМР от обоих слоёв никеля имели практически одинаковую ширину, поэтому ОВ определялось обычной подгонкой расчётных спектров к экспериментальным. Хорошее согласие (рисунок 1) удалось получить с параметрами: толщины магнитных слоёв $d_1 = 3.8\text{ нм}$, $d_2 = 5\text{ нм}$, факторы спектроскопического расщепления $gs_1 = 2.045$, $gs_2 = 2.037$, эффективные намагниченности насыщения $M_1 = 302\text{ Гс}$, $M_2 = 229\text{ Гс}$, параметры диссипации $g_1 = 0.06\gamma_1 M_1$, $g_2 = 0.06\gamma_2 M_2$. ОВ оказалось антиферромагнитным с отрицательной величиной $j = -0.003\text{ мДж/м}^2$.

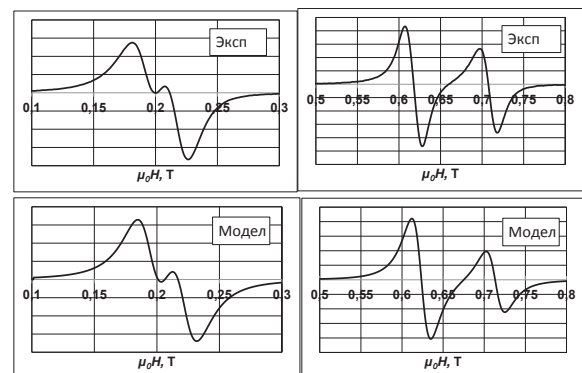


Рис. 1. Экспериментальные и вычисленные спектры ФМР структуры Ni(5)Ti(5)Ni(5)/SiO₂, $\theta_H=90^\circ$ слева, $\theta_H=0^\circ$ справа. В скобках указана толщина слоя в нм

Для реализации метода определения ОВ по асимметрии линий спектра ФМР [4,5] были вычислены зависимости параметра асимметрии от величины ОВ и отношения параметров диссипации для слоёв с параметрами $d_1 = d_2 = 5\text{ нм}$, $gs_1 = gs_2 = 2.04467$ и

$M_1=M_2=302$ Гс (рисунок 2). В качестве меры асимметрии взят модуль отношения высоты большого пика к меньшему пику первой производной более узкой линии спектра ФМР. Если левый положительный пик больше правого отрицательного, то $j>0$, при обратном соотношении $j<0$ (см. вставку на рисунке 2). Как видно в обоих случаях имеют место немонотонные зависимости A от OB или g_2/g_1 .

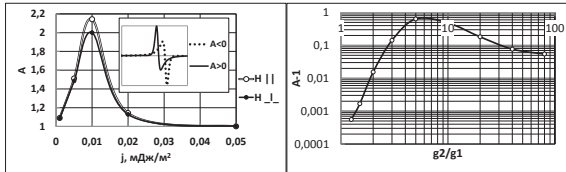


Рис. 2. Вычисленные зависимости параметра асимметрии от величины OB слева и отношения параметров диссипации g_2/g_1 , $g_2>g_1$, при $j=0.005$ мДж/м² справа

Для определения возможности искусственного увеличения диссипации прецессии спинов в одном из магнитных слоёв структуры ФМ/НМ/ФМ соседством с НМ были изготовлены структуры ФМ/НМ с ФМ Ni или NiFe и НМ Cu или Pt. Как видно из данных ФМР в таблице 1, в случае никеля наибольшее влияние оказывает граница с медью, которая практически не влияет на ФМР пермаллоя. У слоя NiFe соседство с платиной приводит к почти двукратному уширению спектра ФМР в интервале θ_H от 0 до 90°.

Таблица 1. Увеличение ширины между пиками первой производной линии спектра ΔH_{pp} ФМР магнитного слоя границей со слоем немагнитного металла Cu или Pt.

(ФМ/НМ) ₂ -ФМ ₁	Ni/Cu-Ni		Ni/Pt-Ni	
θ_H , градусы	0	90	0	90
$(\Delta H_{pp2}/\Delta H_{pp1})-1$, %	18	75	16	29
ФМ ₂ /НМ-ФМ ₁	NiFe/Cu-NiFe		NiFe/Pt-NiFe	
θ_H , градусы	0	90	0	90
$(\Delta H_{pp2}/\Delta H_{pp1})-1$, %	0	0	64	89

Экспериментальные данные ФМР структур NiFe(5)Cu(d)NiFe(5)Pt(5) (рисунок 3) показали необъяснимое изменение спектров в рамках модели со скалярным OB вида $jM_1M_2/M_1/M_2$, согласно которой с уменьшением d_{Cu} и ожидаемым усилением OB должно быть увеличение интервала между пиками поглощения магнитных слоёв NiFe. По данным на рисунке 3 имеет место обратная тенденция. Моделирование спектров для структуры с $d_{Cu}=2$ нм дало наиболее близкие к экспериментальным спектры с параметрами $d_1 = 5$ нм, $d_2 = 4.2$ нм, $g_{s1} = 2.01$, $g_{s2} = 2.02$, $M_1 = 580$ Гс, $M_2 = 629$ Гс, $g_1 = 0.02\gamma_1M_1$, $g_2 = 0.03\gamma_2M_2$ и положительным ферромагнитным OB $j=0,03$ мДж/м². Отношение $g_2/g_1 = 1.5$ оказалось

меньше чем в таблице 1. Кроме того, в случаях $d_{Cu} = 2$ и 5 нм при $\theta_H=0^\circ$ у левого пика наблюдается существенная асимметрия с величинами $A=1.45$ и 1.15, соответственно. Согласно расчётам на рисунке 2 при $g_2/g_1 = 1.5$ и $j=0,03$ мДж/м² величина A должна превышать 1 на существенно меньшую величину. Моделирование для $d_{Cu}=2$ нм на рисунке 3 даёт $A \approx 1.05$. Необходимы дальнейшие разработки моделирования с другими вариантами OB . Вероятен существенный и разный вклад магнитной анизотропии в M_1 и M_2 , связанной с механическими напряжениями в ФМ слоях.

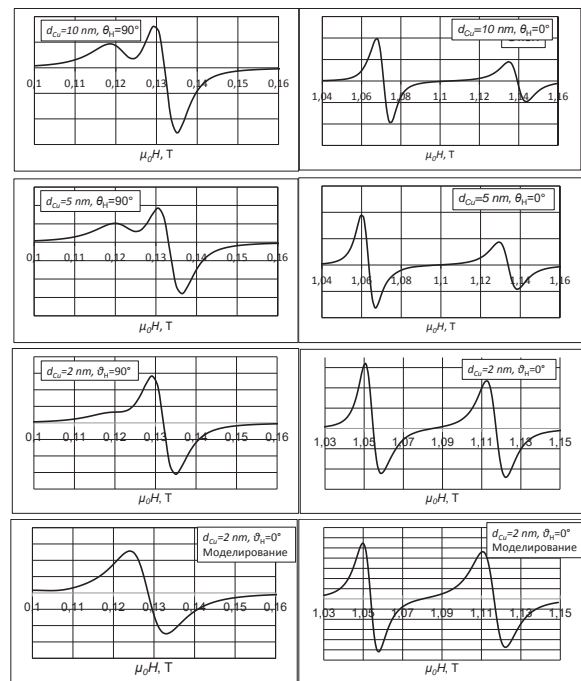


Рис. 3. Измеренные спектры ФМР трёхслоев NiFe(5)Cu(d)NiFe(5)Pt(5)/Si с $d=10, 5$ и 2 нм. В самом низу вычисленные спектры ФМР для $d=2$ нм

Авторы благодарны А. А. Фраерману за интерес к работе. Работа поддержана грантом РФФ №16-12-10340.

Литература

1. A.A. Fraerman, O.L. Ermolaeva, E.V. Skorohodov *et al.* // JMMM 393, P.452–456 (2015).
2. E. S. Demidov, N. S. Gusev, L. I. Budarin *et al.* // J. Appl. Phys. V. 120, P. 173901 (2016).
3. Е. В. Скороходов, Е. С. Демидов, С. Н. Вдовичев, А. А. Фраерман, ЖЭТФ, Т.151, В. 3, С. 1–6 (2017).
4. O. G. Udalov, A. A. Fraerman, and E. S. Demidov // JAP, V. 125, 103902 (2019).
S. N. Vdovichev, N. S. Gusev, S. A. Gusev *et al.* // IEEE Transactions on Magnetism, V. 55, P. 6100906(1-6) (2019).

Концепция спинтронного мемристора на базе системы взаимосвязанных спин-орбитальных гетероструктур с управляемым количеством промежуточных резистивных состояний

Г.Д. Демин^{1,*}, П.А. Степанов¹, Н.А. Дюжев¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

*demin@ckp-miet.ru

В работе предложена концепция мемристора на основе системы взаимосвязанных спин-орбитальных гетероструктур типа «тяжелый металл - магнитный туннельный переход», а также способ управления количеством его резистивных состояний путем создания выемок на краях ферромагнитного слоя с доменной конфигурацией. Расчет показывает, что в такой структуре мемристора удастся получить устойчивый набор дискретных уровней при пониженном энергопотреблении, затрачиваемом на переключение между ними.

Введение

В настоящее время в связи с опережающим развитием информационных технологий, направленных на обработку больших объемов данных и реализацию трудоемких вычислительных процессов, возникает острая необходимость в создании новых типов компьютерных архитектур, отличных от традиционной архитектуры фон Неймана [1]. Современные компьютерные системы для решения вышперечисленных задач требуют серьезных временных и производственных ресурсов вследствие последовательной передачи данных между процессором и памятью, что существенно снижает эффективность вычислений. Одним из перспективных решений представляется разработка маломощных нейроморфных архитектур на основе магниторезистивных устройств спинтроники, где память и процессор работают в одном блоке, что позволяет эффективно имитировать функциональность биологической нейронной сети. Ключевым элементом таких спинтронных нейронных систем является мультирезистивный мемристор на основе магнитного туннельного перехода (МТП), меняющий свое сопротивление с величиной протекающего тока, что позволяет его использовать в качестве искусственного синапса. Ранее в работе [2] было экспериментально продемонстрировано, что структура МТП с мультидоменным свободным ферромагнитным слоем позволяет реализовать до 15-20 промежуточных резистивных состояний. Данный результат достигается благодаря магниторезистивному

эффекту изменения сопротивления МТП в процессе поэтапного перемещения доменной границы в свободном ферромагнитном слое под действием спинполяризованного тока. Тем не менее, до сих пор отсутствует ясное представление о способах фиксации и управления количеством состояний магнитного синапса на основе МТП. Случайный процесс закрепления доменной границы на дефектах свободного ферромагнитного слоя приводит к неконтролируемому разбросу количества резистивных уровней в различных образцах МТП и их невоспроизводимости. Тем самым параметрами магнитных синапсов на основе МТП сложно управлять, что становится серьезным барьером на пути практического применения таких устройств в задачах нейроморфных вычислений. Также актуальной задачей является снижение пороговых токов переключения резистивных уровней спинтронного мемристора, что представляется возможным посредством применения спин-орбитальных гетероструктур [3].

Модель спинтронного мемристора на основе спин-орбитальных гетероструктур

Для решения указанных выше проблем нами предлагается концепция спинтронного мемристора, принцип действия которого основан на устойчивом переключении сопротивления спин-орбитальной гетероструктуры типа «тяжелый металл - МТП» в процессе последовательного токового смещения

топологических магнитных дефектов (доменных границ или магнитных скирмионов) между пиннигующими центрами (симметричными выемками треугольной формы) ферромагнитного слоя под действием передачи спин-орбитального вращательного момента (рисунок 1а). Данный подход не рассматривался ранее и, по сравнению с другими концепциями мемристоров, обеспечивает устойчивое управление количеством резистивных уровней синаптического элемента. Микромагнитный расчёт показывает, что при изменении протекающего вдоль гетероструктуры спин-поляризованного тока можно получить набор устойчивых петель гистерезиса сопротивления МТП как функцию от напряжения через туннельный барьер, что проиллюстрировано на рисунке 1б.

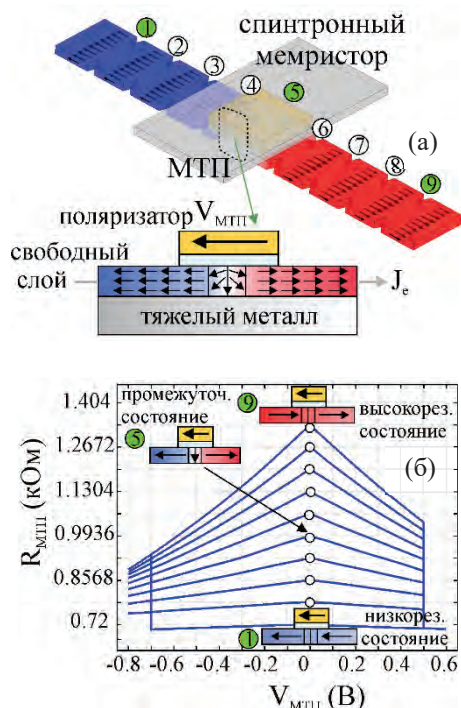


Рис. 1. (а) Схематический рисунок спинтронного мемристора на основе спин-орбитальной гетероструктуры «тяжелый металл-МТП» с периодическими треугольными выемками в свободном ферромагнитном слое. (б) Набор гистерезисных петель переключения сопротивления МТП при перемещении доменной границы между выемками под действием токовых импульсов различной амплитуды

Однако для получения заметного различия между резистивными состояниями следует объединить спин-орбитальные гетероструктуры в единую систему, как показано на рисунке 2, где отдельные МТП расположены на выемках свободного ферромагнитного слоя, что позволяет рассматривать общее сопротивление системы как набор сопротивле-

ний взаимосвязанных между собой МТП на шине тяжелого металла.

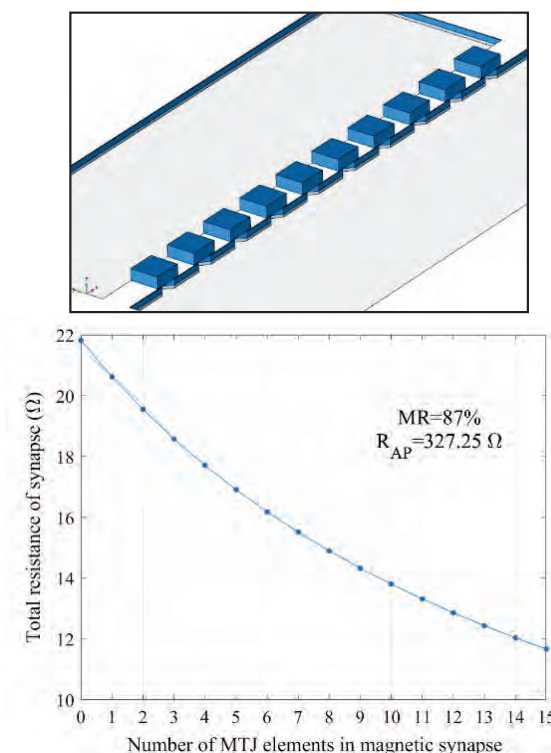


Рис. 2. Изменение сопротивления спинтронного мемристора на базе системы взаимосвязанных спин-орбитальных гетероструктур

Моделирование показывает, что в результате перемещения доменной границы сопротивление системы будет линейно уменьшаться с количеством магниторезистивных элементов (МТП), переключенных из высокорезистивного в низкорезистивное состояние, в результате чего можно успешно идентифицировать дискретный набор уровней спинтронного мемристора.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента РФ (№. 075-15-2019-1139) с использованием оборудования ЦКП "Микросистемная техника и электронная компонентная база", поддержанного Минобрнауки России.

Литература

1. M.A. Zidan *et al.* // Nat. Electron., V. 1, 22 (2018).
2. S. Lequeux *et al.* // Sci. Rep., V. 6, 31510 (2016).
3. S. Zhang *et al.* // Adv. Electron., V. 5, 201800782 (2019).

Поверхность топологического Кондо-изолятора SmB_6 : магнетизм на нанометровой шкале

С.В. Демишев*

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, 119991, Россия.

*demis@lt.gpi.ru

Рассмотрена новая спин-поляронная концепция для описания низкотемпературных магнитных свойств поверхности топологического Кондо-изолятора SmB_6 .

Магнетизм поверхности топологического Кондо-изолятора SmB_6 характеризуются следующим набором аномальных свойств. (1) Парамагнитные центры, обуславливающие статический и динамический магнитный отклик возникают пороговым образом при температурах ниже $T^* \sim 5$ К [1]. (2) Данные центры обладают аномально большой величиной локализованного магнитного момента (ЛММ) $\mu^* \sim (7-14)\mu_B$, определенной из полевых зависимостей намагниченности [2]. (3) Парамагнитные центры характеризуются временем спиновой релаксации $\tau \sim 10^{-8}$ с, которое не менее чем на 5 порядков превышает время зарядовых и спиновых флуктуаций иона Sm в состоянии однородной переменной валентности у SmB_6 [3].

Для объяснения экспериментальных фактов, предложена модель, связывающая указанные особенности магнитных свойств с формированием спинового поларона с антиферромагнитным взаимодействием между элементарными магнитными моментами [3,4]. Такие спиновые полароны могут рассматриваться как ферромагнитные кластеры, содержащие n_1 электронов с магнитным моментом μ_1 и n_2 локализованных магнитных моментов (ЛММ) с магнитным моментом μ_2 .

Число ЛММ и электронов в кластере определяется условием термодинамической стабильности, которое сводится к выражению $\mu_1^2 n_1 = \mu_2^2 n_2$. Можно показать, что полевая зависимость намагниченности такой спиновой структуры ведет себя аналогично парамагнитному центру с увеличенным (по отношению к элементарному моменту в каждой подрешетке) эффективным магнитным моментом μ^* . В то же время, динамические свойства такого кластера

отвечают вращению намагниченности на одной частоте с g -фактором $g \sim 2$ [4]. В рассмотренной модели величина μ^* определяется выражением [3,4]

$$\mu^* = \frac{\mu_+}{\cos \theta - \sqrt{(\mu_+ / \mu_-)^2 - \sin^2 \theta}} = \frac{\mu_+}{\cos \theta - \sqrt{(n_- / n_+)^2 - \sin^2 \theta}} \quad (1)$$

где индексы + и - соответствуют двум подрешеткам с положительной и отрицательной проекцией намагниченности на направление внешнего магнитного поля соответственно. Угол θ в формуле (1) обозначает угол между внешним магнитным полем и намагниченностью подрешетки с положительной проекцией.

Можно заметить, что если $\mu_- = \mu_+ + \Delta\mu$ и $|\Delta\mu| \ll \mu_+, \mu_-$ то уравнение (7) сводится к выражению $\mu^* \approx \mu_+^2 \cos \theta / \Delta\mu$ и парамагнитный отклик спинового кластера ($\mu^* > 0$) возможен лишь в случае, когда $\Delta\mu > 0$ и, соответственно, момент подрешетки с большим элементарным магнитным моментом направлен противоположно направлению внешнего магнитного поля. При этом данная подрешетка содержит меньшее количество частиц, в связи с упоминавшимися условиями термодинамической стабильности.

В рамках данной модели мы рассчитали зависимости $\mu^*(\theta)$ для различного числа электронов и ЛММ в спиновом кластере в предположении, что $\mu_1 = \mu_B$ (Рис. 1,а).

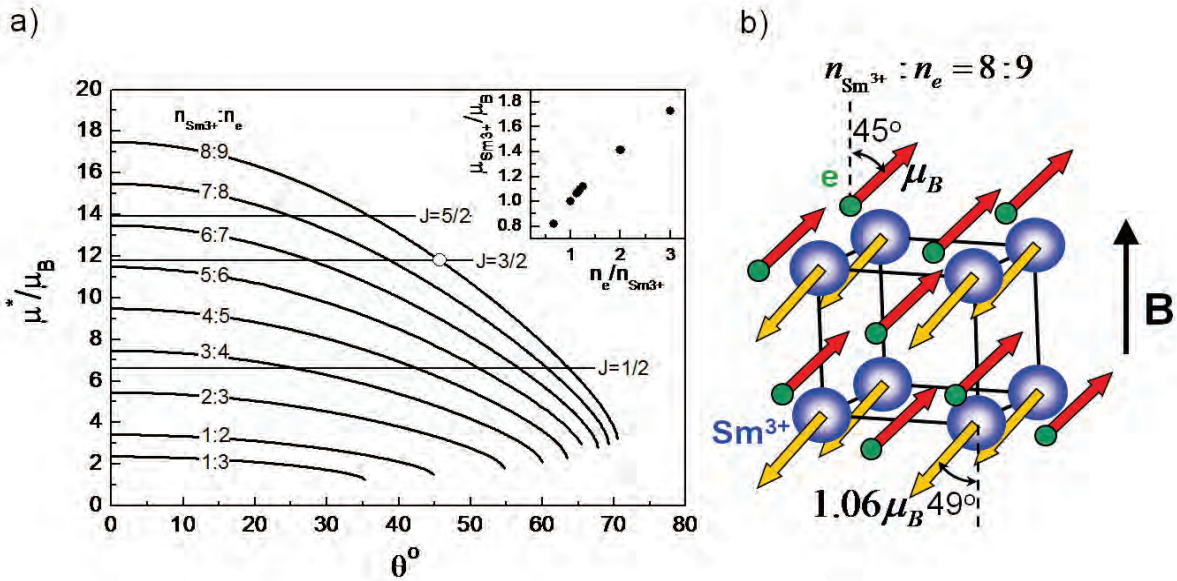


Рис. 1. Предсказания спин поляронной модели для парамагнитных центров в SmB_6 : эффективный магнитный момент (a) и пример спиновой конфигурации (b)

Требование формирования парамагнитного отклика кластера ($\mu^* > 0$) приводит к условиям $n_+ = n_1 = n_e$ и $n_- = n_2 = n(Sm^{3+})$, а максимизация эффективного момента дает $n_e = n(Sm^{3+}) + 1$. Здесь n_e , $n(Sm^{3+})$ означают число электронов и число ионов Sm^{3+} в спин-поляроном состоянии. Данные предположения также позволяют выполнить оценку эффективного магнитного момента иона Sm^{3+} , (вставка на Рис. 1,a). Реалистичные значения μ^* , отвечающие экспериментальным данным [2] могут соответствовать числам, сравнимым с количеством ионов Sm^{3+} в изолированной элементарной ячейке, т.е. спиновым кластерам наноразмера (Рис. 1,b). Рассмотренные оценки дают возможность качественного объяснения низкотемпературного магнитного перехода в SmB_6 с возникновением большого эффективного момента μ^* и аномального времени спиновой релаксации. Спиновый кластер (спиновый полярон) изображенный на Рис. 1,b может быть составлен из $n(Sm^{3+})$ Кондо синглетов, связывающих один дополнительный электрон. Эти спиновые состояния могут сохраняться на поверхности образца в виде редкого исключения, в то время как большая часть Кондо синглетов распадается [3]. В режиме переменной валентности данная ситуация может возникать в результате «замораживания» возникающих в виде флуктуации таких спиновых состояний при достаточно низких температурах. Таким образом, температура перехода T^*

будет соответствовать энергии связи спиновых поляронов. После формирования, в магнитном поле спиновый полярон ведет себя как парамагнитный центр с существенно увеличенным эффективным магнитным моментом μ^* , а также ему будет соответствовать магниторезонансная мода g-фактором ~ 2 , в соответствии с экспериментом [1]. Многочастичная природа спин-поляронных состояний предполагает, что электронные переходы, обеспечивающие спиновую релаксацию с характерным временем $\tau \sim 10^{-8}$ с будут возникать на временной шкале отличной от времени зарядовых флуктуаций. Формирование спиновых поляронов должно быть выгодно по энергии ниже T^* , что может реализовываться за счет локализации дополнительного электрона. Работа поддержана программой Президиума РАН «Фотонные технологии в зондировании неоднородных сред и биообъектов».

Литература

1. S.V. Demishev *et al.* // Scientific Reports, V. 8, 7125 (2018).
2. S.V. Demishev *et al.* // JETP Lett., V. 109, 150 (2019).
3. S.V. Demishev *et al.* // Applied Mag. Res., V. 51, 71 (2020).
4. S.V. Demishev *et al.* // J. Low Temp. Phys., V. 41, 971 (2015).

Нанопроволоки FeNi и FeCo: синтез, структура и Мёссбауэровские спектры

И.М. Долуденко^{1*}, К.В. Фролов¹, И.В. Перунов¹, Д.Л. Загорский¹, С.А. Бедин¹,
М.А. Чуев², Д.В. Панов¹

¹ ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский проспект, 59, Москва, 119333.

² Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе РАН, Нахимовский просп., 34, Москва, 117218.

*doludenko.i@yandex.ru

Методом матричного синтеза на основе гальванического заполнения пор трековых мембран были получены нанопроволоки (НП) из сплавов FeNi и FeCo с разным соотношением элементов. В НП FeNi наблюдается эффект аномального соосаждения Fe. Для НП FeCo состав НП соответствует составу электролита. В FeNi НП наблюдается изменение состава по длине – увеличение концентрации Fe по мере заполнения матрицы. В FeCo НП такого эффекта не наблюдается. Снижение диаметра НП приводит к уменьшению содержания Fe. Доказано, что снижение потенциала осаждения приводит к увеличению концентрации Fe для НП из FeNi. Мёссбауэровские спектры, доказывают спонтанную намагниченность НП вдоль их осей, значения сверхтонкого магнитного поля V_{Hf} возрастают при увеличении относительного содержания железа и близки к значениям, характерным для кубических кристаллов.

Введение

В настоящее время все больше возрастает интерес к методам получения и применения наноструктур. Одним из таких методов получения одномерных нанобъектов или нанопроволок является метод матричного синтеза. Данный метод основан на гальваническом заполнении заранее подготовленной матрицы определенным металлом. Он позволяет широко варьировать структуру, а следовательно, и свойства получаемых НП. Целью данного исследования являлось получение нанопроволок из сплавов FeNi, FeCo с различным соотношением элементов и исследование их структуры и свойств.

Эксперимент и результаты

Методом электрохимического заполнения матриц на основе трековых мембран были получены НП из сплавов (FeNi и FeCo) с различным соотношением элементов. Параметры матрицы: толщина пленки – 12 мкм; диаметр пор – 100 нм; плотность пор (облучения) – $1,2 \cdot 10^9$.

Изменение состава получаемых нанопроволок достигалось путем изменения состава электролита – увеличением концентрации ионов Fe⁺². При этом, в случае сплавов FeNi концентрация изменялась от 6% до 44% относительно Ni. В случае осаждения FeCo – от 6% до 91%. Потенциал осаждения составлял 1,5 В во всех случаях.

После получения структура образцов исследовалась методами РЭМ (с элементным анализом) и было доказано, что все НП имеют сходную топо-

графию, определяемую геометрией пор. Основной интерес в работе представлял элементный анализ образцов. Интегральный анализ показал, что выбранных пределов концентраций электролитов достаточно для изменения состава НП от 16 до 72% Fe в случае FeNi и от 7% до 82% в случае FeCo..

Для всех НП из сплава FeNi наблюдается эффект аномального соосаждения железа: содержание Fe в НП превышало содержание в растворе электролита. При этом с увеличением концентрации Fe различие составов возрастало от 10% до 35%. Для НП из сплава FeCo этот эффект не наблюдался - содержание металлов в НП примерно соответствовало их содержанию в электролите. Полученные результаты иллюстрирует Рис.1.

Так же, было исследовано распределение элементов по длине НП; доказано, что для НП из сплавов FeNi состав изменяется – изменения составляют порядка 7%: концентрация Fe увеличивается с приближением к вершине НП. Напротив, для FeCo соотношение элементов вдоль оси НП (по мере заполнения матрицы) не изменяется. Уменьшение диаметра пор приводит к снижению концентрации железа в НП.

Для крайних концентраций FeNi исследовались зависимости элементного состава от потенциала осаждения. Доказано, что снижение потенциала во всех случаях приводит к увеличению количества Fe в НП. При этом для малых концентрациях Fe данная зависимость проявляется сильнее.

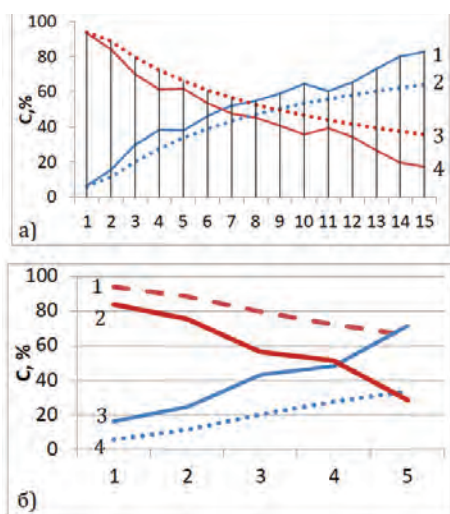


Рис. 1. Графики зависимости элементного состава НП от состава электролитов: а) FeCo: 1 – кол-во Fe в НП; 2 – кол-во Fe²⁺ в электролите; 3 – кол-во Co²⁺ в электролите; 4 – кол-во Co в НП, б) FeNi: 1 - кол-во Ni²⁺ в электролите; 2 – кол-во Ni в НП; 3 – к-во Fe в НП 4 – к-во Fe²⁺ в электролите

Рентгеноструктурный анализ показал, что во всех случаях НП состоят из твёрдых растворов на основе железа. Также показано, что при малых концентрациях железа НП из сплавов FeNi состоит из двух фаз (FeNi и Ni). Во всех случаях увеличение потенциала осаждения приводит к уменьшению размера кристаллитов.

Методом Мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ⁵⁷Fe были исследованы фазовый состав, структурные и магнитные свойства НП. Спектры поглощения были измерены при комнатной температуре T = 295 K на стандартном мёссбауэровском спектрометре в геометрии пропускания в режиме постоянных ускорений. Использовался источник гамма-квантов ⁵⁷Co(Rh).

Спектры всех образцов массивов НП демонстрируют характерное магнитное расщепление и представляют собой слабоширенные секстеты с соотношением интенсивностей спектральных линий, указывающим на спонтанную намагниченность НП вдоль их осей (рис. 2.а).

Для образцов массивов НП обеих серий значения сверхтонкого магнитного поля B_{hf} на ядрах ионов ⁵⁷Fe возрастают при увеличении относительного содержания железа (рис.2.б) и близки к значениям для кубических ГЦЦ и ГЦК фаз массивных сплавов

железа, никеля и кобальта, известным из литературы [1].

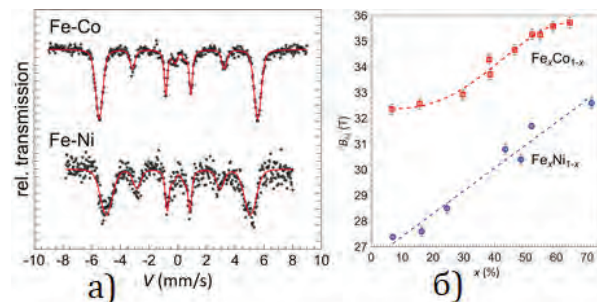


Рис. 2. А) Пример мёссбауэровских спектров на ядрах ⁵⁷Fe НП твёрдых растворов Fe_xCo_{1-x} и Fe_xNi_{1-x} при комнатной температуре. Б). Значения сверхтонкого магнитного поля B_{hf} НП твёрдых растворов Fe_xCo_{1-x} и Fe_xNi_{1-x} для различных концентраций железа x

Результаты мёссбауэровских измерений анализировались в рамках обобщённой модели Стонера-Вольфарта [2,3], что позволило впервые получить параметры магнитной анизотропии НП.

Заключение

В работе были исследованы зависимости структуры и свойств от режима их получения (изменение состава электролита или потенциала осаждения). Доказано изменение состава НП в зависимости от электролита, при этом в случае FeNi наблюдается аномальное соосаждение железа; изменение состава НП по длине НП FeNi. Получены Мёссбауэровские спектры, доказывающие спонтанную намагниченность НП вдоль их осей и то, что значения сверхтонкого магнитного поля B_{hf} возрастают при увеличении относительного содержания железа и близки к значениям, характерным для кубических кристаллов.

Работы проводились в рамках государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и ФТИ РАН, синтез нанопроволок и мёссбауэровские измерения выполнены при частичной поддержке гранта РФФИ 18-32-01066.

Литература

1. С. Johnson et al // Proc. Phys. Soc. 81. 1079 (1963).
2. А. Afanasev et al // J.Exp.Theor.Phys.89.533 (1999).
3. М. Chuev, Hese // JPhysCond.Mat.19.506201 (2007)

Магнитная динамика в ферромагнитных слоистых структурах

А.Б. Дровосеков^{1,*}, А.О. Савицкий¹, А.С. Баркалова^{1,2}, Д.И. Холин¹, Н.М. Крейнес¹, Д.В. Юрканов^{1,2}, М.В. Макарова³, Н.О. Антропов³, В.В. Проглядо³, Е.А. Кравцов³

¹ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, РАН, Косыгина 2, Москва 119334, Россия.

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000, Россия.

³ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской 18, Екатеринбург 620990, Россия.

*drovosekov@kapitza.ras.ru

Слоистые структуры на основе переходных и редкоземельных ферромагнитных (ФМ) металлов, такие как Fe/Gd, представляют собой модельные ферромагнитные системы, демонстрирующие богатую магнитную фазовую диаграмму со сложными типами магнитного упорядочения. Работа посвящена экспериментальным и теоретическим исследованиям магнитной динамики в таких искусственных слоистых ферромагнетиках. Рассмотрены особенности коллективных мод магнитных колебаний, возбуждаемых в системе в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР).

Введение

Магнитные свойства слоистых структур на основе переходных и редкоземельных ФМ металлов привлекали внимание исследователей с 90-х годов XX-го века [1]. Магнитные состояния, реализуемые в таких искусственных материалах, подобны обычным кристаллическим ферромагнетикам, но вместе с тем обладают и своими характерными особенностями, такими как возможность магнитного «скручивания» («twisted state») внутри ФМ слоев [2]. В последнее время новый всплеск интереса к слоистым ферромагнетикам связан с наблюдением в них необычных динамических эффектов оптического перемагничивания [3], сверхбыстрого движения доменных границ [4], а также возможностью реализации скирмионных магнитных состояний [5]. В настоящей работе методом ФМР в широком диапазоне температур исследуются особенности магнитной динамики сверхрешеток Fe/Gd при реализации в системе различных магнитных фаз.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны температурные зависимости намагниченности $M(T)$ и поля резонанса $H_{\text{res}}(T)$ для сверхрешетки $[\text{Fe}(35\text{\AA})/\text{Gd}(50\text{\AA})]_{12}$. Данные статической намагниченности хорошо описываются в модели среднего поля и позволяют определить области существования различных магнитных фаз. При $T_{\text{comp}} \sim 100$ К в системе наблюдается точка магнитной компенсации, по разные стороны от которой в малом поле (~ 100 Э) реализуются коллинеарные магнитные фазы с различной ориентацией вектора намагниченности Fe относительно поля.

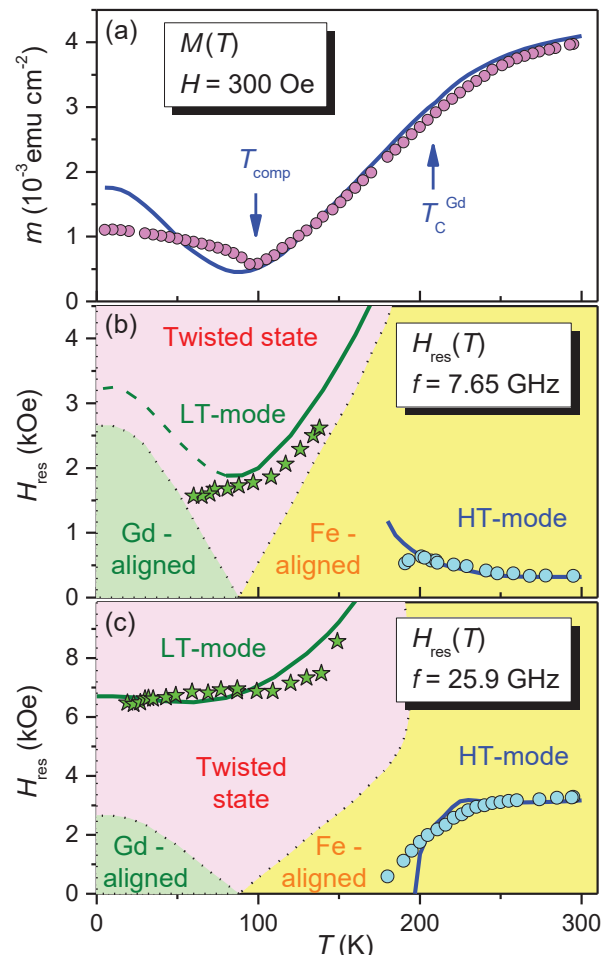


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности сверхрешетки Fe/Gd (a) и резонансного поля ФМР на двух частотах: 7.65 ГГц (b) и 25.9 ГГц (c). Точки — эксперимент, линии — модельный расчет. На графиках (b,c) разными цветами закрашены области фазовой диаграммы (H, T), соответствующие различным магнитным состояниям

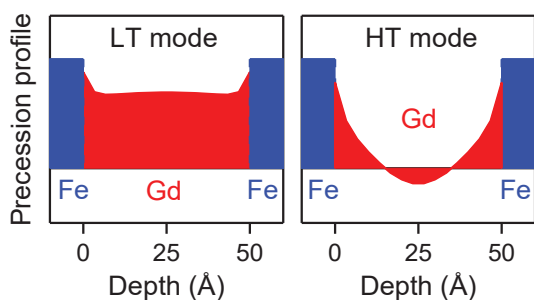


Рис. 2. Расчетное распределение амплитуды прецессии намагниченности внутри слоя Gd для низкотемпературной и высокотемпературной резонансных мод [6]

По мере увеличения магнитного поля, в окрестности T_{comp} становится более выгодным скошенное магнитное состояние. При этом из-за малой обменной жесткости, внутри слоев Gd возникает существенно неоднородное по толщине распределение намагниченности («скрученное» состояние). В достаточно сильных полях выше ~ 5 кЭ такое состояние реализуется уже во всей температурной области вплоть до температуры Кюри Gd, $T_C^{\text{Gd}} \sim 200$ К.

Температурные зависимости поля резонанса $H_{\text{res}}(T)$ демонстрируют наличие двух ветвей спектра, одна из которых наблюдается в высокотемпературной (ВТ) области коллинеарной Fe-ориентированной фазы, а вторая — в низкотемпературной (НТ) области скрученного состояния. Отметим, что ВТ ветвь демонстрирует различное направление температурного смещения на низкой и высокой частоте измерения резонанса. Такое поведение невозможно объяснить в предположении однородной прецессии намагниченности внутри сверхрешетки. Вместе с тем, более аккуратный расчет с учетом неоднородности такой прецессии позволяет описать наблюдаемый эффект [6]. Оказывается, что наблюдаемые моды соответствуют возбуждению различных типов стоячих спиновых волн внутри слоев Gd (см. рис. 2).

Интересно, что НТ ветвь магнитного резонанса соответствует практически однородной прецессии намагниченности в сверхрешетке, хотя статическое распределение магнитного момента по толщине структуры в этой области фазовой диаграммы существенно неоднородно. Заметим, что для этой ветви модельный расчет предсказывает существование минимума зависимости $H_{\text{res}}(T)$ в окрестности T_{comp} при низкой частоте возбуждения резонанса (рис. 1b). Экспериментально в исследованной структуре $[\text{Fe}(35\text{Å})/\text{Gd}(50\text{Å})]_{12}$ такого минимума наблюдать не удалось.

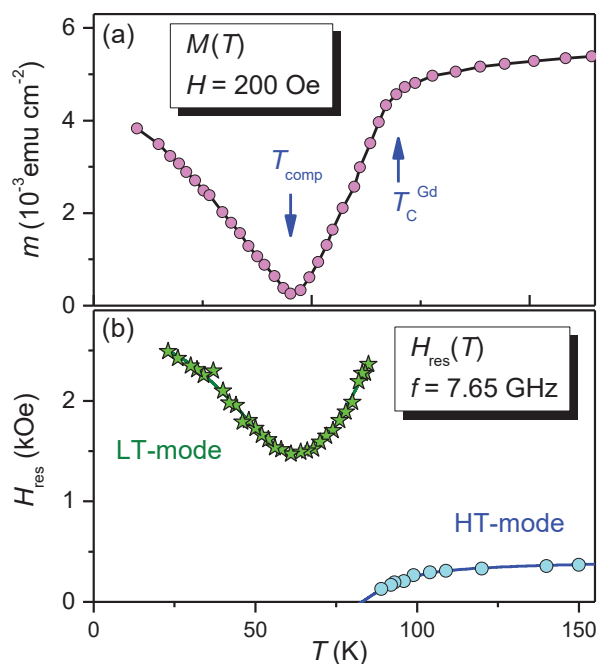


Рис. 3. Экспериментальные температурные зависимости намагниченности сверхрешетки Fe/Pd/Gd/Pd (a) и резонансного поля на частоте 7.65 ГГц (b)

Наличие минимума на зависимости $H_{\text{res}}(T)$ в окрестности T_{comp} было обнаружено для аналогичной сверхрешетки при введении тонких (~ 10 Å) прослоек Pd между слоями Fe и Gd (см. рис. 3). Тонкие прослойки Pd приводят к ослаблению антиферромагнитного взаимодействия слоев Fe и Gd и подавлению температуры Кюри Gd [7]. Вместе с тем оказалось, что введение таких прослоек в структуру Fe/Gd приводит к заметному сужению резонансных пиков, что позволило более детально проследить температурную эволюцию спектров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-37-00182-«мол_а»).

Литература

1. R.E. Camley and R.L. Stamps, *J. Phys: Condens. Matter* **5**, 3727 (1993).
2. Ph. Bauer *et al.*, *Europhys. Lett.* **16**, 307 (1991).
3. M.L.M. Laliu *et al.*, *PRB* **96**, 220411 (2017).
4. T.H. Pham *et al.*, *EPL* **113**, 67001 (2016).
5. S.A. Montoya *et al.*, *PRB* **95**, 024415 (2017).
6. A.B. Drovosekov *et al.*, *JMMM* **745**, 668 (2019).
7. Н.О. Антропов и др., *Письма в ЖЭТФ* **109**, 408 (2019).

Влияние магнитного упорядочения на электронную структуру антиферромагнитного топологического изолятора $MnBi_2Te_4$

Д.А. Естюнин^{1,*}, И.И. Климовских¹, А.М. Шикин¹, E.F. Schwier², М.М. Отроков⁴, А. Kimura³, S. Kumar², С.О. Фильнов¹, З.С. Алиев⁵, М.Б. Бабанлы⁶, Е.В. Чулков^{1,4}

1 Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия 199034

2 Hiroshima Synchrotron Radiation Center, Hiroshima University, Hiroshima, Japan

3 Department of Physical Sciences, Graduate School of Science, Hiroshima University, Hiroshima, Japan

4 Centro de Fisica de Materiales (CFM-MPC), Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, Donostia-San Sebastian, Basque Country, Spain

5 Azerbaijan State Oil and Industry University, Baku, Azerbaijan

6 Institute of Catalysis and Inorganic Chemistry, Azerbaijan National Academy of Science, Baku, Azerbaijan

*estyunin@gmail.com

В работе были изучены изменения электронной структуры при магнитном упорядочении ниже температуры Нееля (T_N) в собственном антиферромагнитном (АФМ) топологическом изоляторе $MnBi_2Te_4$. При переходе в АФМ фазу наблюдалось обменное расщепление состояний зоны проводимости. Величина расщепления имеет корневую зависимость от температуры и начальную температуру, совпадающую с T_N в пределах погрешности. На основании наблюдаемого расщепления возможна оценка магнитных свойств АФМ топологических изоляторов $MnBi_2Te_4$ непосредственно в точке изучения электронной структуры.

Введение

В последнее время значительный интерес был прикован к изучению магнитных топологических изоляторов (ТИ) [1]. Действительно, открытие запрещенной зоны в точке Дирака поверхностных топологических состояний ТИ за счет влияния магнетизма (путем нарушения симметрии обращения времени) приводит к появлению значительного количества физических эффектов, перспективных для применения в нанозелектронике и спинтронике. Одним из наиболее важных является возможность квантования холловской проводимости без приложения внешнего магнитного поля – квантовый аномальный эффект Холла (КАЭХ) [2].

Магнитный ТИ может быть создан путем легирования структуры ТИ магнитными атомами, при контакте с диэлектрическим магнитом или ферромагнитное (ФМ)/антиферромагнитное (АФМ) расширение структуры ТИ. На данный момент экспериментально КАЭХ был получен лишь для Cr -, V -легированных ТИ при температурах не более 1 К [1,3]. Повышение температуры КАЭХ может быть достигнуто за счет увеличения температуры магнитного упорядочения и/или величины запрещенной зоны в точке Дирака топологических состояний [1,2]. Последний метод является новым и достаточно перспективным способом реализации магнитных ТИ и наблюдение высокотемпературного

КАЭХ. Действительно, непосредственное расположение магнитной упорядоченной структуры в решетке ТИ приводит к усилению взаимодействия магнетизма с топологическими состояниями. [4]

Наиболее перспективным для применения в электронике является создание АФМ расширения ТИ – ввиду отсутствия внешнего магнитного поля у АФМ материалов, которое может влиять окружающие элементы, а также возможности достижения терагерцовых частот переключения магнитного поля, недостижимых для ФМ материалов [5]. Более того, в случае АФМ упорядочения в ТИ также, как и в случае немагнитных ТИ, возможно определение топологического Z_2 инварианта.

Полученные результаты и обсуждение

В этой работе будут показаны экспериментальные аспекты изучения первого АФМ ТИ – $MnBi_2Te_4$ (МВТ) [6]. Данный материал оказывается слоистым и состоит из семислойных блоков вида $[Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te]$, разделенных Ван-дер-Ваальсовыми промежутками. На основании измерений магнитных свойств методами SQUID магнитометрии были подтверждены АФМ свойства материала с соответствующей температурой Нееля $T_N = 25$ К, что близко к теоретическим предсказаниям и значительно выше, чем в случае магнито-легированных ТИ.

Дальнейший анализ был сфокусирован на поведении электронной структуры, измеренной методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, при переходе через T_N [7]. В АФМ фазе наблюдается открытие запрещенной зоны величиной около 60 мэВ в точке Дирака, что также находит согласие с теоретическими *ab initio* расчётам (88 мэВ). В парамагнитной фазе наблюдается размытие запрещенной зоны, что может подтвердить ее магнитную природу. Помимо изменений, связанных с Дираковским конусом электронных состояний, наблюдалось обменное расщепления состояний зоны проводимости. Величина расщепления имеет корневую зависимость от температуры и начальную температуру, совпадающую с T_N в пределах погрешности. Таким образом, на основании наблюдаемого расщепления возможна косвенная оценка магнитных свойств МВТ (температура перехода и величина обменного поля) непосредственно в точке исследования электронной структуры.

Литература

1. Y. Tokura, K. Yasuda, and A. Tsukazaki, Nature Reviews Physics 1, 126 (2019).
2. C.-Z. Chang and M. Li, Journal of Physics: Condensed Matter 28, 123002 (2016).
3. C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng et al., Science 340, 167 (2013).
4. M. M. Otrokov et al., 2D Materials 4, 025082 (2017).
5. T. Jungwirth et al., Nat. Nanotech. 11, 231 (2016).
6. M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann, D. Estyunin et al., Nature 576, 416 (2019).
7. D.A. Estyunin, I. I. Klimovskikh, A.M. Shikin et al., APL materials, DOI:10.1063/1.5142846 (2020).

Исследование доменной структуры плёнок Co/Ta/Pt с перпендикулярной анизотропией

А.Д. Ефимов^{1,2*}, Е.В. Скороходов¹, Е.С. Демидов², В.Л. Мионов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*alefimov1997@gmail.com,

Приводятся результаты исследований доменной структуры многослойных плёнок Co/Ta/Pt с перпендикулярной анизотропией методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Показано, что распределение МСМ контраста на границе доменов может быть обусловлено неелевской доменной стенкой, формирующейся вследствие взаимодействия Дзялошинского-Мория на интерфейсах Co-Ta и Co-Pt. Обсуждается методика определения киральности доменной стенки посредством трансформации МСМ контраста во внешнем продольном магнитном поле.

Взаимодействие Дзялошинского-Мория (ВДМ) на интерфейсе ферромагнетик – металл в многослойных структурах Co/Ta/Pt индуцирует формирование доменных стенок неелевского типа. При этом киральность доменных стенок определяется знаком константы ВДМ и проявляется в МСМ изображениях либо усилением, либо уменьшением амплитуды МСМ контраста на границе доменов. В настоящей работе обсуждается возможность определения киральности доменных стенок посредством изучения особенностей трансформации МСМ контраста во внешнем продольном магнитном поле.

В эксперименте исследовались многослойные структуры [Co (0,5 нм)/ Ta (0,5 нм)/ Pt (1 нм)]₄, выращенные методом магнетронного осаждения на стеклянной подложке с буферным слоем Ta (5 нм)/ Pt (5 нм). МСМ исследования проводилось на сканирующем зондовом микроскопе “Solver HV” (НТ-МДТ). В качестве зондового датчика применялся кантилевер Etalon HA_FM (ScanSens), имеющий покрытие [Co(0,5 нм)/Pt(1 нм)]₆ с перпендикулярной анизотропией. Сканирование образцов осуществлялось в двухпроходном «полуконтактном» режиме. В качестве МСМ сигнала регистрировалась величина сдвига фазы колебаний кантилевера под действием градиента полей рассеяния образца. Амплитуда колебаний консоли составляла 20 нм, расстояние между зондом в нижней точке и поверхностью образца на втором проходе – 5 нм.

На рис. 1 приведено характерное распределение МСМ контраста на границе двух доменов. Наблюдается перепад интенсивности МСМ сигнала, обусловленный полями рассеяния от доменов и доменной стенки. Ширина переходной области составляет около 0,3 мкм.

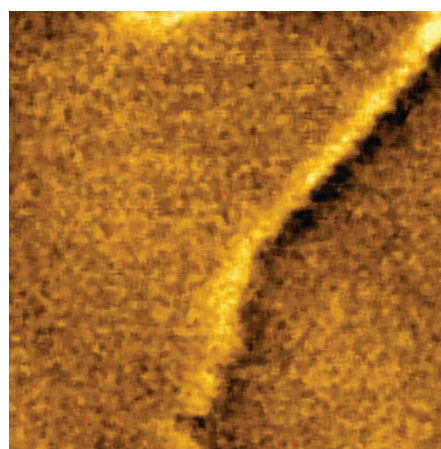


Рис. 1. МСМ изображение участка образца в области доменной стенки. Размер кадра – 2 × 2 мкм

Также нами было проведено численное микромагнитное моделирование доменной структуры образцов с перпендикулярной анизотропией с учетом ВДМ. Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности с использованием стандартного симулятора OOMMF (Object Oriented MicroMagnetic Framework) [1]. В расчетах использовались следующие параметры: намагниченность насыщения – $4 \cdot 10^5$ А/м, константа обменного взаимодействия – $5 \cdot 10^{-12}$ Дж/м, эффективное поле одноосной анизотропии $4 \cdot 10^5$ А/м, константа ВДМ – $3 \cdot 10^{-4}$ Дж/м². Толщина пленки составляла 7,5 нм. Моделирование проводилось на участке 1×1 мкм² с периодическими граничными условиями. По рассчитанным распределениям намагниченности рассчитывались соответствующие МСМ изображения в виде пространственного распределения величины второй производной Z-компоненты поля образца по координате Z.



Рис. 2. Модельное распределение намагниченности пленки с перпендикулярной анизотропией и с учетом ВДМ. Размер участка $1 \times 1 \text{ мкм}^2$

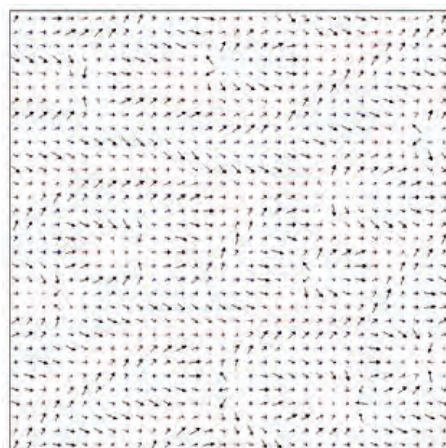


Рис. 4. Модельное распределение намагниченности пленки в продольном магнитном поле. Размер участка $1 \times 1 \text{ мкм}^2$

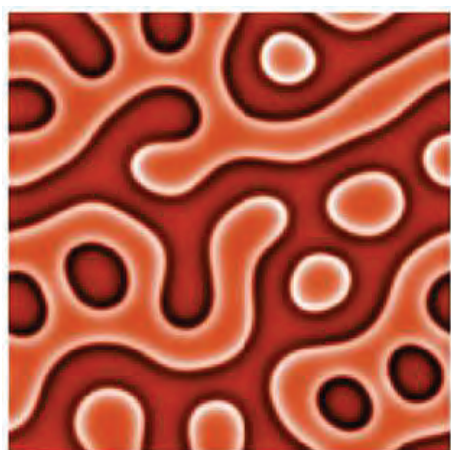


Рис. 3. Модельное распределение МСМ контраста, соответствующее распределению намагниченности рис. 2. Размер кадра $1 \times 1 \text{ мкм}^2$

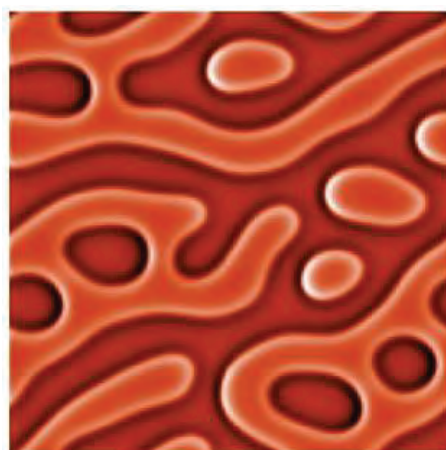


Рис. 5. Модельное распределение МСМ контраста, соответствующее распределению намагниченности рис. 4. Размер кадра $1 \times 1 \text{ мкм}^2$

На рис. 2 приведено характерное модельное распределение намагниченности пленки с перпендикулярной анизотропией и с учетом ВДМ. Наблюдается формирование доменных стенок неелевского типа. Соответствующее модельное изображение приведено на рис. 3. При наложении продольного магнитного поля происходит перераспределение намагниченности (рис. 4) и изменение МСМ контраста так, что левые границы (намагниченность доменной стенки направлена против поля) становятся ярче (рис. 5), а правые (намагниченность доменной стенки направлена вдоль поля) становятся бледнее.

При изменении знака ВДМ эффекты меняют знак, поэтому по изменению МСМ контраста во внешнем продольном поле можно определять знак ВДМ в конкретных образцах.

Работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований (проект 18-02-00247).

Литература

1. M. J. Donahue and D. G. Porter, "OOMMF User's Guide. National Institute of Standards and Technology," Gaithersburg, MD, USA. [Online]. Available: <http://math.nist.gov/oommf>.

Квантовые осцилляции в режиме спинового расщепления зоны проводимости в EuB_6

В.С. Журкин^{1,2}, М.А. Анисимов¹, А.В. Богач¹, А.Д. Божко¹, Н.Ю. Шицевалова³,
Н.Е. Случанко¹, С.В. Демишев¹, В.В. Глушков^{1,*}

1 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

3 Институт проблем материаловедения им. И. Францевича НАНУ, ул. Кржижановского, 3, Киев, 03142.

*glushkov@it.gpi.ru

В работе выполнены исследования квантовых осцилляций Шубникова – де Гааза в монокристаллических образцах EuB_6 . Показано, что в ферромагнитном состоянии этого полуметалла спиновая поляризация подзон зоны проводимости $P \approx 92\%$ определяется обменным взаимодействием между локализованными магнитными моментами 4f-оболочки ионов Eu^{2+} и 5d-электронами зоны проводимости $J \approx 123$ мэВ.

Введение

В гексаборидах редкоземельных металлов RB_6 реализуется поразительное разнообразие видов основного состояния – от сверхпроводимости в LaB_6 и YB_6 до металла с тяжелыми фермионами в CeB_6 и полупроводника с промежуточной валентностью ионов самария SmB_6 [1]. В этом ряду гексаборид европия EuB_6 единственным ферромагнитным полуметаллом. При понижении температуры в гексабориде европия наблюдаются два последовательных фазовых перехода: магнитный – при $T_c \approx 14$ К – и переход полуметалл-металл – при $T_M \approx 16$ К [1-2]. Реализация двух (электронного и магнитного) фазовых переходов и наличие связанных с ними аномалий транспортных и тепловых свойств [2-3] поднимает вопрос о характере и типе магнитного взаимодействия, которое определяет необычные свойства EuB_6 [1-6]. Действительно, в окрестности T_M наблюдается эффект колоссального магнитосопротивления, амплитуда которого достигает 90 % в поле ~ 8 Тл [2-3]. Отрицательное магнитосопротивление принято связывать с формированием магнитных поляронов в условиях сильного ($\sim 0,1$ эВ [6]) обменного взаимодействия между локализованными магнитными моментами 4f-оболочки ионов Eu^{2+} и 5d-электронами зоны проводимости [2-4], которое инициирует спиновое расщепление зоны проводимости в ферромагнитной фазе гексаборида европия. Однако, несмотря на то, что согласно данным работы [5] степень спиновой поляризации в EuB_6 не превышает 56%, данные резонансной неупругой рентгеновской спектроскопии (RIXS) и расчеты зонной структуры гексаборида европия указывают на реализацию состоянию с полностью

поляризованными носителями заряда (half-metallic state) [6]. В такой ситуации крайне важна надежная информация о величине обменного взаимодействия и характере спинового расщепления зон в EuB_6 , которая может быть получена из исследования квантовых осцилляционных эффектов [7].

Результаты и обсуждение

Для оценки степени поляризации зонной структуры и параметров носителей заряда гексаборида европия в работе были измерены транспортные (удельное сопротивление и эффект Холла) и магнитные характеристики и коэффициент термоэдс монокристаллических образцов EuB_6 в диапазоне температур 1,8 – 300 К в магнитных полях до 8 Тл. Исследуемые монокристаллы EuB_6 были выращены в ИПМ НАНУ методом зонной плавки в атмосфере инертного газа. Сопоставление данных измерений удельного сопротивления для образцов, выращенных с различным числом проходов зоны, показало, что наименьшее значение остаточного сопротивления $\rho(2\text{ К}) \approx 23$ мкОм·см и, соответственно, наибольшее значение отношения $\rho(300\text{ К})/\rho(2\text{ К}) \approx 36$ наблюдаются для монокристаллов, выращенных с однократным проходом зоны.

Для образца EuB_6 , выращенного с одним проходом зоны, на полевых зависимостях удельного сопротивления в магнитном поле выше 2,5 Тл наблюдались квантовые осцилляции Шубникова – де Гааза. Температурная эволюция осцилляционного вклада в удельное сопротивление EuB_6 , полученного вычитанием монотонной составляющей из экспериментальных данных $\rho(B)$, представлена на рис. 1. Из периода осцилляций были выполнены оценки

площади экстремального сечения поверхности Ферми $S \approx 2,78 \cdot 10^{11} \text{ см}^2$ и фермиевского волнового вектора $k_f \approx 2,97 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$. Полученные значения позволили рассчитать значение концентрации носителей заряда $n_0 \approx 1,33 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в приближении изотропной поверхности Ферми с учетом трехкратного вырождения зоны проводимости в точках X зоны Бриллюэна. Из температурной зависимости амплитуды осцилляций магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ была оценена эффективная масса $m_{\text{eff}} \approx 0,19m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), которая неплохо согласуется со значениями m_{eff} , ранее полученными из температурной зависимости коэффициента термоэдс [8]. При этом оценка времени релаксации носителей заряда, определяющих осцилляционный вклад на полевой зависимости $A(B^{-1})$, дает значения $\tau \approx 0,19$ пс и соответствующие им значения подвижности $\mu \approx 1720 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$.

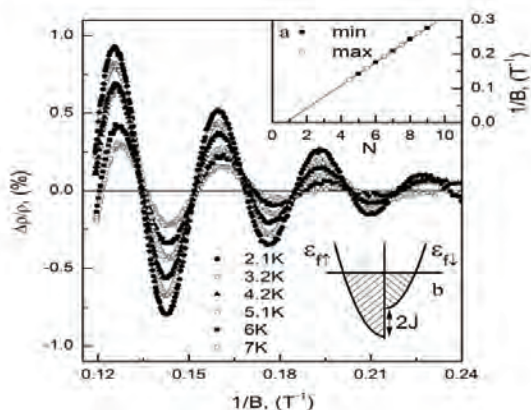


Рис. 1. Квантовые осцилляции удельного сопротивления EuB_6 в сильных магнитных полях, отвечающие периоду $\Delta(1/B) = 0,0344 \text{ Тл}^{-1}$. На вставке приведена веерная диаграмма уровней Ландау. На главной панели схематически изображена схема расщепления зоны проводимости в ферромагнитном состоянии гексаборида европия

Полученные значения параметров носителей заряда и поведение веерной диаграммы уровней Ландау, построенной по положениям экстремумов $\Delta\rho/\rho$ (вставка на рис.1), позволяет предположить, что носители заряда, определяющие квантовые осцилляции удельного сопротивления, отвечают состояниям подзоны проводимости со спином, поляризо-

ванным противоположно направлению магнитного поля ($n_\downarrow = n_0$). С учетом значения холловской концентрации электронов $n_H \approx 3,57 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ оценка концентрации состояний со спином, поляризованным по направлению магнитного поля, дает значения $n_\uparrow = n_H - n_\downarrow \approx 3,43 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Соответствующая оценка поляризации $P = (n_\uparrow - n_\downarrow)/n_H \approx 92\%$ показывает, что в ферромагнитной фазе EuB_6 не реализуется полностью спин-поляризованное состояние (half-metallic state). В свою очередь, оценка энергии обменного взаимодействия J как полуразности энергий Ферми соответствующих подзон (см. вставку на рис.1) дает значение $J \approx 126$ мэВ, которое хорошо согласуется с литературными данными [6,8].

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 18-02-01152-а и Программы фундаментальных исследований РАН № 4 «Изучение квантовых эффектов в веществе в конденсированном состоянии при сверхнизких температурах».

Литература

1. J. Etourneau, P. Hagenmuller // *Phil. Mag.* B, V.52, 589 (1985).
2. S. Süllow, I. Prasad, M. C. Aronson *et al.* // *Phys. Rev. B*, V.57, 5860 (1998).
3. В.В. Глушков, А.В. Богач., К.В. Гоньков *и др.* // *ЖЭТФ*, Т.132, 150 (2006).
4. U. Yu, B. I. Min // *Phys. Rev. B*, V.74, 094413 (2006).
5. Z. Xiaohang, S. von Molnár, Z. Fisk *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, V.100, 167001 (2008).
6. J. Kim, K. Wei, L. Chi-Cheng *et al.* // *Phys. Rev. B*, V.87, 155104 (2013).
7. R.G. Goodrich, N. Harrison, J.J. Vuillemin *et al.* // *Phys. Rev. B*, V.58, 14896 (1998).
8. V. Glushkov, R. Baybakov, S. Demishev *et al.* // *Phys. Stat. Sol. (b)*, V. 250, 618 (2013).
9. V.V. Glushkov, A.N. Samarin, M.I. Gilmanov *et al.* // *Phys. Stat. Sol. (b)*, V.254, 1600571 (2016).

Слоевые нанопроволоки из 3-d металлов: получение, структура и применение

Д.Л. Загорский^{1,*}, И.М. Долуденко¹, В.М. Каневский¹, Д.А. Черкасов¹, Р.И. Хайбуллин², Д.А. Бизяев², А.А. Бухараев², О.М. Жигалина¹, Д.Н. Хмеленин¹

1 Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский проспект 59, Москва, 119333.

2 КФТИ ФИЦ «Казанский научный центр» РАН, Сибирский тракт,10, Казань,420029

*dzagorskiy@gmail.com

Методом матричного синтеза (с использованием трековых мембран) получены массивы нанопроволок (НП, с диаметром, как правило, 100 нм) из чередующихся слоёв Fe, Co, Ni и Cu. Проведено исследование условий роста, показано (ПЭМ), что при росте в «однованновом» режиме получающиеся слои содержат примесь металла из соседнего слоя: слои Ni – до 20% Cu. При уменьшении толщины слоёв менее 20 нм резко изменяется характер межслоевой границы и происходит «перемешивание» составов. Методом МСМ показана доменная структура единичных НП и её соотношение со «слоевой» структурой. Показано, что НП может перемагничиваться в слабом поле (16 мТ). Магнитометрия показала, что анизотропия массива НП определяется не только направлением НП и их размером, но и распределением и размером слоёв. Показано, что при определённом размере слоёв (300 нм), сравнимым с расстоянием между НП, наблюдались экстремумы в зависимостях остаточной намагниченности и коэрцитивной силы от диаметра.

Введение

Квазиодномерные наноструктуры – нанопроволоки (НП), нанонити, или наностержни являются яркими представителями наномира. Матричный синтез - один из способов их получения и состоит из двух этапов: получение пористой полимерной матрицы и ее заполнение желаемым материалом. На первом этапе проводится облучение тонкой полимерной плёнки тяжёлыми ионами, ускоренными до высоких энергий, с последующим травлением сформировавшихся в матрице латентных треков до образования сквозных пор. На втором - в поры «вводятся» металлы методом гальванического осаждения. Оба процесса хорошо изучены, контролируются и воспроизводятся с высокой точностью. Матричный синтез даёт возможность получения НП различных типов. Получение массивов нанопроволок было отработано ещё в 90-е годы прошлого века. Со временем разнообразие получаемых наноструктур непрерывно возрастало - от гомогенных НП из одного металла к многокомпонентным гомогенным проволокам (т.н. «сплавов») и затем к гетерогенным НП, состоящим из чередующихся слоёв различного состава (т.н. «слоевым» НП). Отметим, что в настоящее время синтезируются также и т.н. «градиентные» НП, в которых элементный и/или фазовый состав плавно изменяется по длине, а также полые структуры - нанотрубки или же структуры по типу «стержень-оболочка». Целью настоящей работы было получение слоевых НП различного элементно-фазового состава и геометрии.

Матрица и электроосаждение

Для получения слоевых НП в работе качестве матрицы были использованы полимерные трековые мембраны (ОИЯИ, Дубна, диаметр и плотность пор варьировались в пределах 50 - 200 нм и 10E8-10E9 пор на кв. см., соответственно). Для осаждения металлов были использованы электролиты- растворы солей (как правило-серноокислых) соответствующих металлов. Осаждение чередующихся слоёв различного состава проводилось как в «однованновом» режиме (Ni/Cu и Co/Cu), так и в «двухванновом» режимах (Fe/Co, Fe/Ni). Были получены чередующиеся слои толщиной от 20 до 500 нм. В ходе электроосаждения (проводившегося в потенциостатическом режиме) были записаны кривые зависимости тока от времени, которые позволили контролировать процесс. В работе сравнивались различные режимы гальванического осаждения и было показано, что для получения чередующихся слоёв, толщина которых не изменяется по длине НП наилучший результат давал метод контроля протёкшего заряда. Полученные НП затем исследовались методами микроскопии и магнитометрии.

Электронная микроскопия

Методом СЭМ были выявлены особенности топографии массива НП и показано наличие чередующихся слоёв с различной эмиссионной способностью. Методом ПЭМ была определена толщина и элементный состав полученных слоевых НП. Опре-

делена структура образующихся слоёв (обычно-ГЦК, в том числе и для кобальта), размер кристаллитов (20-60 нм) и элементный состав слоёв: в НП с медью-практически чистая медь и слои магнитного металла, содержащие до 20% меди. Получены НП с минимальной толщиной слоёв 20 нм; попытки уменьшить толщину слоев привели к перемешиванию составов – в слоях обоих типов увеличивалось количество металла из «соседнего» слоя. В ряде случаев происходило образование структур типа стержень-оболочка.

Зондовая микроскопия

АСМ исследования подтвердили наличие чередующих слоёв, размеры которых при этом коррелируют с полученными методами ПЭМ. Магнитосиловая микроскопия показала, что один магнитный домен может включать несколько слоёв магнитного (Co,Fe или Ni) и немагнитного материала (Cu). Например, домен размером 80 нм содержит две пары слоёв кобальт-медь. Эксперименты с приложением внешнего магнитного поля показали, что перемагничивание отдельных слоевых НП может происходить в достаточно слабых полях - 16 мТ.

Измерение магнитных свойств

Методами вибрационной магнитометрии исследовались НП с различными «толщинами» слоев магнитного и немагнитного материала. Регистрация кривых магнитного гистерезиса проводилась при различной ориентации сканирующего магнитного поля по отношению к плоскости полимерной пленки с НП, ориентированными вдоль нормали к плоскости пленки. Были рассмотрены два случая: 1) когда толщина отдельного магнитного слоя в НП была меньше, сравнима или больше диаметра самой НП, длина которых составляла порядка 100 мкм; 2) когда при фиксированной толщине магнитного слоя изменялось расстояние между магнитными слоями за счет изменения толщины немагнитной медной «прослойки». В первом случае, для исследования брали слоевые НП диаметром 100 нм с чередующимися слоями кобальта (или никеля) с толщиной слоя 50, 100, 250 или 500 нм, и разделённые, соответственно, слоями немагнитной меди такой же толщины. Для НП с большой толщиной магнитного слоя (250 и 500 нм), как и ожидалось, обнаружена значительная анизотропия: ось лёгкого

намагничивания лежит вдоль оси НП. Для НП с кобальтом эта анизотропия была более выраженной, чем в НП с никелем. В то же время, для магнитных слоёв с толщиной 50 или 100 нм магнитные свойства НП были изотропны. Для второго случая брали слоевые НП (Co/Cu) того же диаметра 100 нм. Слой кобальта составлял 50 нм, а расстояние между магнитными слоями варьировалось от 50 до 500 нм. Результаты магнитометрии показали, что во всех случаях проявляется анизотропия формы «лёгкая плоскость»: т.е. направление лёгкого намагничивания в этих образцах лежит в плоскости матрицы. Обнаружено, что зависимость величины коэрцитивной силы в НП (Co/Cu) от расстояния между магнитными слоями имеет немонотонный характер с максимумом в образце с расстоянием между слоями 300 нм. Наши оценки показывают, что в этом случае величина магнитостатического взаимодействия между слоями в отдельно взятой нанопроволоке становится сравнимой с величиной взаимодействия между соседними близлежащими нанопроволоками в полимерной матрице.

Примеры практического применения

Обсуждаются результаты поисковой работы по применению фрагментированных НП, полученных селективным травлением «жертвенного» слоя, в нашем случае медного. Например, в качестве рабочего материала оболочки капсулы ЦНЧ (цилиндрических наночастиц) - для адресной доставки и разрыва капсулы. Предложены два способа преодоления нежелательной агломерации капсул ЦНЧ, содержащих фрагментированные НП: либо за счёт обработки взвеси ЦНЧ, либо за счет перевода капсулы ЦНЧ в немагнитное состояние (за счёт перехода НП (NiCu) из ферромагнитного в парамагнитное состояние при нагреве). Кроме того, вышеописанные слоевые НП могут быть использованы как в спинтронике для управления величиной спинполяризованного тока за счет изменения толщины слоев, так и в устройствах магнитной записи информации для контроля над процессом перемагничивания за счет пиннинга доменных границ в слоевых НП.

Благодарности

Работа выполнена в рамках Госзаданий ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН, № АААА-А18-118041760011-2.

Высококоэрцитивные ферромагнитные плёнки на основе CoPt с перпендикулярной магнитной анизотропией

А.В. Здоровейцев^{1,*}, Ю.М. Кузнецов¹, М.В. Дорохин¹, В.П. Лесников¹, Р.Н. Крюков¹, В.А. Ковальский², И.И. Ходос²

¹ НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород, 603950.

² ИПТМ РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка, 142432.

*zdroveit@nifti.unn.ru

В настоящей работе путём измерений магнитопольевой зависимости сопротивления Холла была продемонстрирована возможность управления величиной коэрцитивного поля перпендикулярной намагниченности, за счет модификации кристаллической структуры плёнки CoPt высокотемпературным термическим отжигом (температура более 400°C) и нанесением сплава Fe-Mn-C.

Введение

Материалы, обладающие большой перпендикулярной магнитной анизотропией, привлекательны для индустрии носителей информации. Сильная магнитная анизотропия позволяет создавать наноразмерные элементы памяти, преодолевая суперпарамагнитный предел [1]. Следовательно подобные материалы имеют высокий потенциал использования для высокоплотной магнитной записи и перспективны для создания магниторезистивной оперативной памяти.

Методика эксперимента

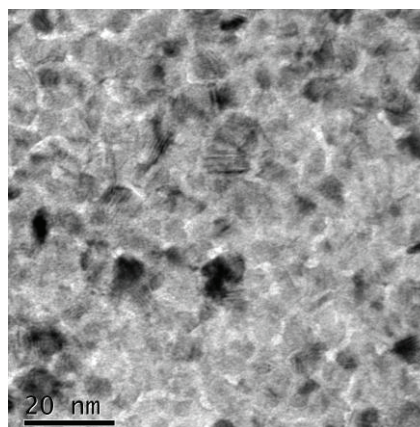
Ранее нами были получены магнитные материалы, обладающие перпендикулярной магнитной анизотропией и представляющие собой сплавы на основе Fe или Co (CoPt, CoPd, FePd) [2]. Величина коэрцитивного поля перпендикулярной намагниченности таких пленок была менее 50 мТл, что затрудняет их применение в системах магнитной памяти.

Исследуемые плёнки CoPt были сформированы на подложке GaAs методом электронно-лучевого послойного испарения мишеней из чистых материалов [3]. Затем проводились последовательные термический отжиг в условиях высокого вакуума ($1 \cdot 10^{-6}$ Торр) при температуре 400°C в течение 80 мин и нанесения сплава Fe-Mn-C методом лазерного распыления.

В работе производились структурные исследования исходной плёнки методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и измерялись магнитопольевые зависимости сопротивления Холла, про-

порционального перпендикулярной намагниченности [4].

а)



б)

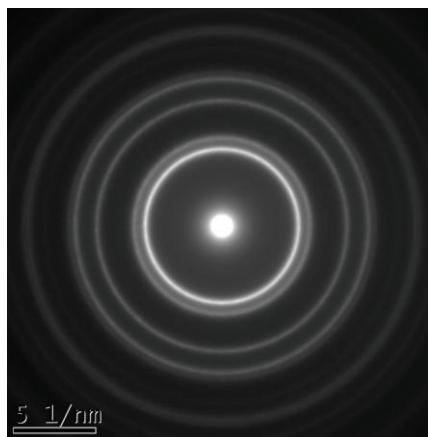


Рис. 1. ПЭМ-изображение плёнки CoPt/Al₂O₃/NaCl (а) и его микро-дифрактограмма (б)

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведено изображение, полученное на просвечивающем электронном микроскопе пленки CoPt/Al₂O₃/NaCl (а) после удаления подложки NaCl, и микро-дифрактограмма соответствующей области пленки (б). В процессе анализа данных микродифракции было обнаружено наличие в пленке фазы Co₅₀Pt₅₀-L₁ [5], вероятно обуславливающей относительно небольшую перпендикулярную анизотропию намагниченности исходной пленки. Кроме того, возможно наличие фаз чистой Pt с аналогичным типом решетки, но разными параметрами. Наличие других фаз на микро-дифрактограмме не выявлено.

На рисунке 2 показана магнитополевая зависимость сопротивления Холла для исходной плёнки CoPt (кривая 1) и той-же плёнки после отжига и нанесения слоя Fe-Mn-C. По результатам исследования магнитополевой зависимости сопротивления Холла обнаружено увеличение коэрцитивного поля сформированных плёнок с 18 мТл (для одиночной CoPt) до 140 мТл (для многослойной структуры). Отметим, что линейный наклон магнитополевой зависимости может быть связан с нормальным эффектом Холла.

Наблюдаемое в эксперименте изменение магнито-полевых зависимостей можно связать с тем, что после проведения высокотемпературного отжига фаза CoPt-L₁ трансформируется в фазу CoPt-L₁₀, обуславливающую, с одной стороны, возникновение перпендикулярной магнитной анизотропии с высоким коэрцитивным полем [6,7], а с другой – закрепляющую домены сплава Fe-Mn-C, изначально не обладавшего перпендикулярной магнитной анизотропией. Согласно [6,7] коэрцитивное поле таких пленок, в зависимости от температуры отжига и вида подложки, может достигать 1 Тл. Стоит отметить, что не исключено перемешивание CoPt и сплава Fe-Mn-C, приводящее к образованию сложного многофазного соединения. Взаимодействие свободных носителей заряда с множеством магнитных фаз приводит к появлению широкой петли гистерезиса на магнитополевой зависимости сопротивления Холла. Исследование состава подобных

структур и выявление причин увеличения коэрцитивного поля является предметом дальнейшего исследования.

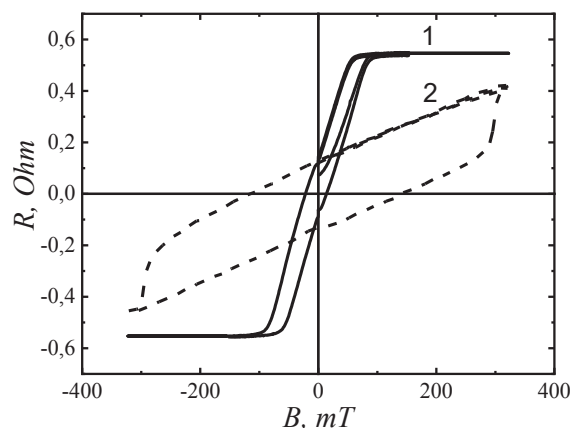


Рис. 2. Магнитополевая зависимость сопротивления Холла. 1- исходной плёнки CoPt/GaAs, 2-плёнки Fe-Mn-C/CoPt/GaAs

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 18-29-19137мк, 20-38-70063-Стабильность), грантов Президента РФ (МД-1708.2019.2, МК-445.2020.2).

Литература

1. D. Weller, A. Moser, L. Folks, M. E. Best et al. // IEEE Trans. Magn., V. 36, 10 (2000).
2. A. V. Zdoroveyshchev, O. V. Vikhrova, P. B. Demina et al. // International Journal of Nanoscience, V. 18, 1940019 (2019).
3. А.В. Здоровейщев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина и др. // ФТП, Т. 49, 1649 (2015).
4. Naoto Nagaosa, Jairo Sinova, Shigeki Onoda et al. // Rev. Mod. Phys., V. 82, 1539 (2010).
5. А.Н. Рыбакова// Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.07, Красноярск, 110 с. (2017).
6. C. Leroux, M.C. Cadeville, V. Pierron-Bohnes et al. // Journal of Physics F, V. 18, 2033(1988).
7. L. Grenet, C. Arm, P. Warin et al.// <https://arxiv.org/abs/1110.2628>.

Магнитооптические свойства тонких пленок YFeO_3 в спектральном диапазоне 550–1050 нм

В.В. Изюров^{1*}, А.П. Носов¹, Ю.П. Сухоруков¹, Н.А. Антропов¹, М.А. Макарова¹

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108.

*koleson01@mail.ru,

Среди множества ортоферритов РЗЭ особо выделяется ортоферрит иттрия YFeO_3 - многообразие практических важных свойств которого (мультиферроик, полупроводник, фотокатализатор в видимой области света и т.п.) дополняется экономической целесообразностью использования материалов на его основе, ввиду наибольшей распространенности элементарного Y среди всего ряда РЗЭ. В силу этого были изучены магнитооптические свойства тонких пленок ортоферрита иттрия и проведен сравнительный анализ с данными по монокристаллам.

Введение

Редкоземельные ортоферриты RFeO_3 где $R = \text{Y}, \text{Sm}, \text{Tb}$, были первыми прозрачными антиферромагнетиками, в которых достаточно подробно исследовали динамику доменных границ [1]. Магнитная подсистема соединений типа RFeO_3 характеризуется слабой неколлинеарностью магнитных моментов подрешеток, обусловленной взаимодействием Дзялошинского. Среди соединений RFeO_3 особый интерес представляет иттриевый ортоферрит, в монокристаллах которого зафиксированы сверхзвуковые скорости движения доменных границ [2], достигающие ≈ 20 км/с.

Экспериментальная часть

Тонкие пленки YFeO_3 были получены методом магнетронного распыления на подложках $\text{r Al}_2\text{O}_3$. После напыления в вакуумной камере пленки отжигали на воздухе при 800°C в течение двух часов. Толщину и шероховатость поверхности пленок контролировали с помощью оптического профилометра ZYGO NewView. Были исследованы пленки с толщинами в диапазоне 900–1900 нм. Типичные значения шероховатости поверхности составляли ≈ 1 нм. Спектральные зависимости коэффициента поглощения и Фарадеевского вращения исследовали в оптическом диапазоне $550 \leq \lambda \leq 1050$ нм. По экспериментальным данным определяли магнитооптическую добротность $\psi = 2F/a$, где a — коэффициент оптического поглощения; F — величина удельного Фарадеевского вращения. Зависимости, полученные для пленок, сравнивали с имеющимися данными для монокристаллов YFeO_3 [3–5].

На Рис.1. представлены результаты измерений спектральных зависимостей коэффициента поглощения. Различия в количественных значениях коэффициентов поглощения можно объяснить возможными структурными различиями и меньшей дефектностью тонких пленок по сравнению с монокристаллами.

Сравнение с результатами других исследований монокристаллов [4,5], не выявило значительных расхождений в значениях коэффициента поглощения.

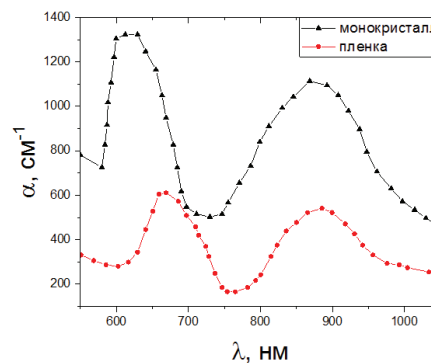


Рис. 1. Сравнение спектральных зависимостей коэффициентов поглощения тонкой пленки и монокристалла [3]

Результаты спектральных исследований в геометрии эффекта Фарадея представлены на Рис.2. Сравнительный анализ с данными для монокристалла [3] показал, что величина удельного фарадеевского вращения в тонких пленках отличается от таковой в монокристаллах в два раза. Интересно отметить, что как в монокристаллах, так и в тонких пленках YFeO_3 величина удельного вращения в несколько раз превосходит аналогичную величину для ферромагнитных феррит-гранатов, несмотря на то, что для ортоферритов величина магнитного момента более чем на два порядка меньше.

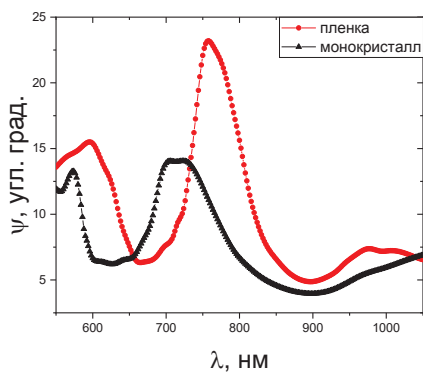


Рис. 2. Сравнение величин удельного Фарадеевского вращения для тонкой пленки и монокристалла [3]

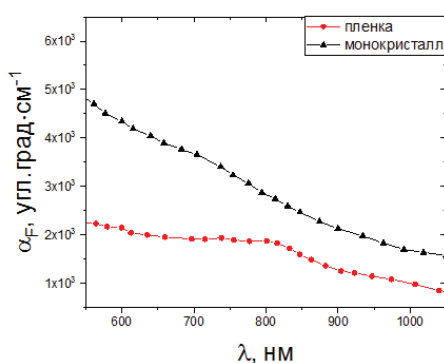


Рис. 3. Сравнение спектральных зависимостей магнитооптической добротности

В силу того, что относительные значения коэффициента поглощения и удельного Фарадеевского вращения примерно равны, величина магнитооптической добротности пленок получилась схожей по сравнению с монокристаллами, см. Рис.3. В интервалах 590–610 нм и 750–760 нм, добротность пленки достигает 16 и 23 угл. Град, соответственно, что говорит о более лучших магнитных свойствах, чем у монокристалла.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Функция», № АААА-А19-119012990095-0).

Литература

1. В.Г.Барьяхтар, Б.А.Иванов, М.В.Четкин // УФН 146, 417 (1985).
2. М.В. Четкин, С.Н.Гадецкий, А.П.Кузьменко, А.И. Ахуткина // ЖЭТФ 86, 1411 (1984).
3. А. М. Балбашов, А. А. Комлев, А. Л. Микаэлян // Квантовая электроника, 4, 1933 (1977).
4. A.V. Antonov, A.M.Balbashov, A.Ya. Chervonenkis // Sov.Phys.Solid 12, 1725 (1970).
5. D. L. Wood, J. P. Remeika, and E. D. Kolb // J.Appl.Phys. 41. 5315 (1970).

Рентгеновский магнитный круговой дихроизм и фазовая диаграмма ферримагнетиков $RE_3Fe_5O_{12}$ вблизи точки компенсации

А.М. Калашникова^{1*}, М.А. Просников^{1,2}, Р.В. Писарев¹, Л.А. Шелухин¹,
R. Abrudan³, I. Radu⁴

1 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул. 26, С.-Петербург, 194021, Россия.

2 Radboud University, HFML, Nijmegen, 6526 AJ, The Netherlands.

3 Helmholtz Zentrum Berlin, Berlin, 14109, Germany.

4 Max-Born Institute for Nonlinear Optics and Short Pulse Spectroscopy, Berlin, 12489, Germany.

*kalashnikova@mail.ioffe.ru

Фазовая диаграмма ферримагнетика вблизи точки компенсации характеризуется наличием нескольких фаз, в том числе неколлинеарных. В работе сообщается о результатах детального изучения магнитной структуры ряда ферримагнетиков $RE_3Fe_5O_{12}$ ($RE=Ho, Gd, Tb$) с точкой компенсации методом рентгеновского магнитного кругового дихроизма (РМКД). На основе спектральных, полевых и температурных зависимостей РМКД обсуждается поведение отдельных магнитных подрешеток RE^{3+} и Fe^{3+} и область существования неколлинеарных магнитных фаз.

Введение

Ферримагнетик при изменении температуры и переходе через точку компенсации T_{comp} демонстрирует целый ряд интересных и практических важных явлений, среди которых изменение частоты и затухания ферримагнитного резонанса [1], увеличение подвижности доменных границ [2], а также недавно обнаруженное сверхбыстрое оптическое переключение намагниченности [3]. Выяснение деталей магнитной фазовой диаграммы ферримагнетиков вблизи T_{comp} [4,5] может стать ключом к пониманию этих явлений и к предсказанию новых эффектов и выработке идей по созданию композитных ферримагнетиков с заданными свойствами.

Магнитооптические эффекты в рентгеновском диапазоне являются мощным экспериментальным средством для изучения магнитных свойств с разрешением как по элементам, так и по координации магнитных ионов [6], что, например, было использовано для изучения неколлинеарных фаз и спин-флоп перехода в редкоземельном ферримагнетике $Er_3Fe_5O_{12}$ в сильных магнитных полях [7]. Однако имеются теоретические предсказания и экспериментальные результаты, указывающие на существование в редкоземельных ферритах-гранатах неколлинеарных фаз в слабых полях вблизи температуры компенсации [5,8]. В данной работе мы применили метод магнитного кругового дихроизма в мягком рентгеновском диапазоне (РМКД) для наблюдения эволюции отдельных магнитных под-

решеток таких материалов в слабых магнитных полях вблизи T_{comp} .

Образцы и эксперимент

Редкоземельные ферриты-гранаты $RE_3Fe_5O_{12}$ являются ферримагнетиками с температурой Нееля ~ 550 К. Их магнитная структура представлена тремя подрешетками. Две подрешетки сформированы магнитными моментами ионов Fe^{3+} , занимающих октаэдрические (Oh) и тетраэдрические (Td) позиции. Намагниченности $M_{Fe(Oh)}$ и $M_{Fe(Td)}$ подрешеток связаны антиферромагнитно. Магнитные моменты редкоземельных ионов RE^{3+} формируют третью подрешетку, намагниченность M_{RE} которой сонаправлена с $M_{Fe(Td)}$ в слабых магнитных полях вдали от T_{comp} . В $RE_3Fe_5O_{12}$ значение T_{comp} определяется типом редкоземельного иона.

Образцы представляли собой объемные монокристаллы и монокристаллические пленки $RE_3Fe_5O_{12}$ ($RE=Ho, Gd, Tb$), выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложках гадолиний-галлиевого граната. Объемные монокристаллы $RE_3Fe_5O_{12}$ характеризуются кубической магнитокристаллической анизотропией, в то время как пленки имеют дополнительную ростовую анизотропию.

Эксперименты были проведены на синхротроне BESSY-II (линия РМЗ, станция ALICE). В экспериментах детектировалась интенсивность поляризованного по кругу монохроматического рентгеновского излучения, отраженного от образца, в за-

висимости от энергии фотона, внешнего магнитного поля и температуры. Угол падения излучения составлял 8° и обеспечивал оптимальное соотношение между коэффициентом отражения и РМКД. Диапазон энергий фотона составлял 500 – 1500 эВ и перекрывал края поглощения $L_{2,3}$ ионов Fe^{3+} и M_5 ионов RE^{3+} . Внешнее магнитное поле было приложено в плоскости образца.

Результаты

На Рис. 1 приведены примеры спектральных и полевых зависимостей интенсивности рентгеновского излучения, отраженного от пленки $Ho_3Fe_5O_{12}$. В спектрах РМКД отчетливо наблюдаются три особенности, связанные с намагниченностями подрешеток $M_{Fe(Oh)}$, $M_{Fe(Td)}$ и M_{Ho} . Поэтому измерение полевых зависимостей интенсивности отраженного излучения для энергий фотона, соответствующих каждой из этих особенностей, позволяет получить информацию об эволюции намагниченности каждой из подрешеток.

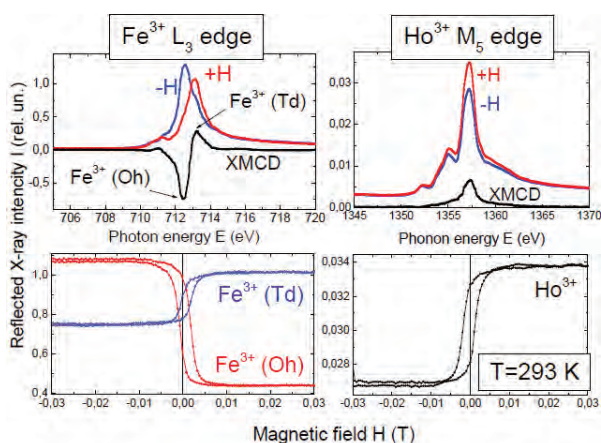


Рис. 1. (вверху) Спектральные зависимости интенсивности отраженного рентгеновского излучения от пленки $Ho_3Fe_5O_{12}$ в положительном (красные кривые) и отрицательном (синие кривые) внешнем магнитном поле, полученные вблизи $Fe^{3+} L_3$ и $RE^{3+} M_5$ краев поглощения $L_3(Fe^{3+})$ и $M_5(RE^{3+})$. Черные кривые - спектр РМКД, представляющий собой разность спектров в положительном и отрицательном полях. (внизу) Полевые зависимости интенсивности отраженного рентгеновского излучения на краях поглощения L_3 для $Fe^{3+}(Oh)$ и $Fe^{3+}(Td)$ и $M_5(RE^{3+})$. Приведенные данные получены при комнатной температуре

Во всех исследованных образцах $RE_3Fe_5O_{12}$ при температурах существенно выше или ниже T_{comp} полевые зависимости РМКД демонстрировали типичное поведение, и петли гистерезиса для всех подрешеток совпадали с точностью до амплитуд-

ных коэффициентов (Рис. 1). Однако при приближении к T_{comp} помимо ожидаемого увеличения коэрцитивного поля в полевых зависимостях были выявлены особенности, указывающие на то, что переключение полной намагниченности материала при сканировании внешнего поля от $-H$ к $+H$ и обратно происходит через формирование неколлинеарного состояния. Такое поведение было обнаружено только в эпитаксиальных пленках, что может указывать на роль ростовой анизотропии в стабилизации неколлинеарной магнитной структуры, обсуждавшуюся, например, в [5].

Таким образом, методом спектроскопии РМКД мы выявили сложное поведение обоих подрешеток железа и редкой земли в $RE_3Fe_5O_{12}$ вблизи T_{comp} , указывающее на возможность возникновения неколлинеарных фаз в таких материалах даже в нулевом магнитном поле.

Благодарности

А.М.К. благодарит РФФИ (грант № 20-02-00938), Р.В.П. и М.А.П. благодарят РНФ (грант № 16-12-10456), Л.А.Ш. благодарит Фонд БАЗИС (грант «PhD student» № 19-1-5-101-1).

Литература

1. C. D. Stanciu, A. V. Kimel, F. Hansteen, *et al.* // Phys. Rev. B 73, 220402 (2006).
2. В. В. Рандошкин, В. А. Полежаев, Н. Н. Сысов, Ю. Н. Сажин // ФТТ 45, 485 (2003).
3. T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, *et al.* // Nature Commun. 3, 666 (2012).
4. V. V. Eremenko and N. F. Kharchenko // Phase Trans. 1, 61 (1979).
5. A. K. Zvezdin, Field Induced Phase Transitions in Ferrimagnets, in Handbook of Magnetic Materials, ed. by K. H. J. Buschow (Elsevier, Amsterdam, 1995), v. 9, p. 405.
6. G. van der Laan and A. I. Figueroa // Coord. Chem. Rev. 277–278, 95 (2014).
7. C. Strohm, P. van der Linden, O. Mathon, and S. Pascarelli // Phys. Rev. Lett. 122, 127204 (2019).
8. А. М. Калашникова, В. В. Павлов, А. В. Kimel *и др.* // ФНТ 38, 1088 (2012).

Ионное облучение пленок CoPt с различным содержанием кобальта

И.Л. Калентьева^{1,*}, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹, Ю.А. Дудин¹, А.В. Здравейцев¹, А.В. Кудрин¹, Ю.М. Кузнецов¹, М.П. Темиряева², А.Г. Темиряев²

¹ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, 141190.

*istery@rambler.ru

Исследованы возможности управляемого радиационного воздействия на магнитные свойства пленок сплава CoPt с различным содержанием Co, изготовленных методом электронно-лучевого испарения. Установлено, что в диапазоне флюенсов ионного облучения (He^+ с энергией 20 кэВ) от 1×10^{14} до $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в пленках CoPt (2/5) и CoPt (3/5) наблюдается активация образования различных типов скирмионов.

Введение

Ранее было продемонстрировано влияние ионного облучения на магнитные свойства сплава $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$, сформированного методом электронно-лучевого испарения (ЭЛИ) в высоком вакууме. Установлено, что при флюенсе ионов He^+ $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (с энергией 20 кэВ) в слое $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ создаются условия, способствующие преимущественному образованию изолированных круглых доменов - магнитных скирмионов, что, несомненно, представляет практический интерес [1]. В данной работе исследованы возможности управляемого радиационного воздействия на магнитные свойства пленок ферромагнитного сплава CoPt с различным содержанием кобальта.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы представляли собой сплав CoPt различного состава, для получения которого методом электронно-лучевого испарения при 200°C поверх тонкого диэлектрического слоя Al_2O_3 на подложки $i\text{-GaAs}$ поочередно наносились слои Pt (0.5 нм) и Co (0.3 или 0.2 нм). Общая толщина металлической пленки при этом составляла 8 нм (CoPt (3/5)) и 7 нм (CoPt (2/5)), соответственно. Затем структуры облучались на ускорителе ИЛУ-3 ионами He^+ с энергией 20 кэВ, при этом значение флюенса варьировалось от 1×10^{14} до $7 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Выбор данного диапазона обусловлен повышением количества скирмионов при флюенсе $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ для ранее исследованных структур [1].

Исследовались магнитооптические эффекты: эффект Фарадея и поперечный эффект Керра на длинах волн 980 и 800 нм, соответственно. Намагниченность (M) образцов измерялась посредством магнитометра с переменным градиентом поля. Также проводились измерения эффекта Холла в

интервале температур 10-300 К с помощью гелиевого криостата замкнутого цикла в поле $\pm 3000 \text{ Э}$. Морфология поверхности и доменная структура исходных и облученных образцов исследовались методами атомно- и магнитно-силовой микроскопии (АСМ и МСМ).

Результаты и обсуждение

Магнитополевые зависимости угла Фарадея ($Q_F(H)$), сопротивления Холла и намагниченности исходного и облученных образцов CoPt имеют подобный вид: коэрцитивное поле и величина магнитного поля, при котором наблюдается выход на насыщение перечисленных характеристик, совпадают при различных методах исследования. Зависимости $Q_F(H)$ исходных образцов содержат петлю гистерезиса с коэрцитивным полем $\sim 700 \text{ Э}$ для CoPt (2/5) (рис.1) и 500 Э (CoPt (3/5)). Для облученных образцов наблюдается сохранение петли гистерезиса при увеличении флюенса He^+ от 1×10^{14} до $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а затем сужение петли до $\sim 250 \text{ Э}$ (CoPt (2/5)) и 200 Э (CoPt (3/5)) и значительное уменьшение Q_F в нулевом магнитном поле при флюенсе $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

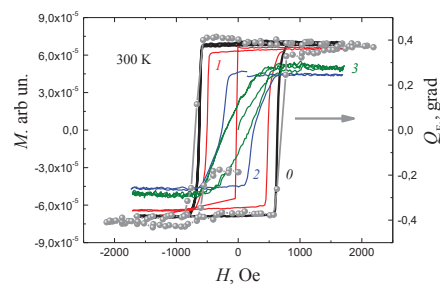


Рис. 1. Магнитополевые зависимости угла Фарадея в исходном образце CoPt (2/5) и намагниченности при различных флюенсах ионов, см^{-2} : 0) исходная структура, 1) 1×10^{14} , 2) 3×10^{14} , 3) 5×10^{14} . Магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности пленки

При значениях флюенса, начиная с $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и выше, наблюдается увеличение латеральной составляющей оси легкого намагничивания, что подтверждается измерениями поперечного эффекта Керра.

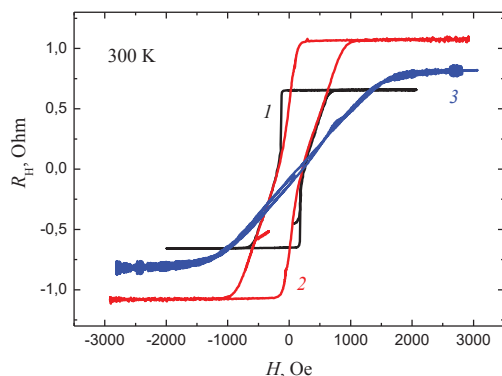


Рис. 2. Магнитополевые зависимости холловского сопротивления при различных флюенсах ионов, см^{-2} : 1) исходная структура CoPt (3/5), 2) 3×10^{14} , 3) 7×10^{14}

При более высоком флюенсе ионов $7 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ на зависимости холловского сопротивления от магнитного поля практически отсутствует петля гистерезиса (рис.2).

Согласно исследованиям МСМ в исходных и облученных образцах наблюдается лабиринтная доменная структура, характерная для сплавов CoPt. Для наблюдения скирмионов осуществлялось сканиро-

вание области $2 \times 2 \text{ мкм}^2$ в 2 прохода зондом Nanosensor (при этом пленка локально перемагничивалась), затем в 1 проход сканировалась область $5 \times 5 \text{ мкм}^2$ [2]. В результате в области воздействия зонда образовывались изолированные домены.

Для сплава CoPt (3/5) обнаружено образование круглых изолированных доменов (скирмионов) при флюенсе $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (рис.3а). При повышении флюенса до $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ образуется гораздо большее число изолированных доменов (рис.3б). Дальнейшее увеличение флюенса приводит к исчезновению скирмионов и уменьшению периода доменной структуры.

В пленках CoPt (2/5) наблюдается более крупная доменная структура. При флюенсах 1×10^{14} и $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ наблюдаются 360 градусные доменные границы – 1D скирмионы (рис.3в,г). Однако при $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ доменная структура стала более подвижной.

Таким образом, использование управляемого радиационного воздействия (ионной имплантации He^+ с энергией 20 кэВ) дает возможность модифицирования магнитных свойств пленок CoPt различного состава и их доменной структуры. При значениях флюенса от 1×10^{14} до $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ наблюдается образование круглых изолированных доменов для сплава CoPt (3/5), и 360 градусные доменные границы (1D скирмионы) для CoPt (2/5).

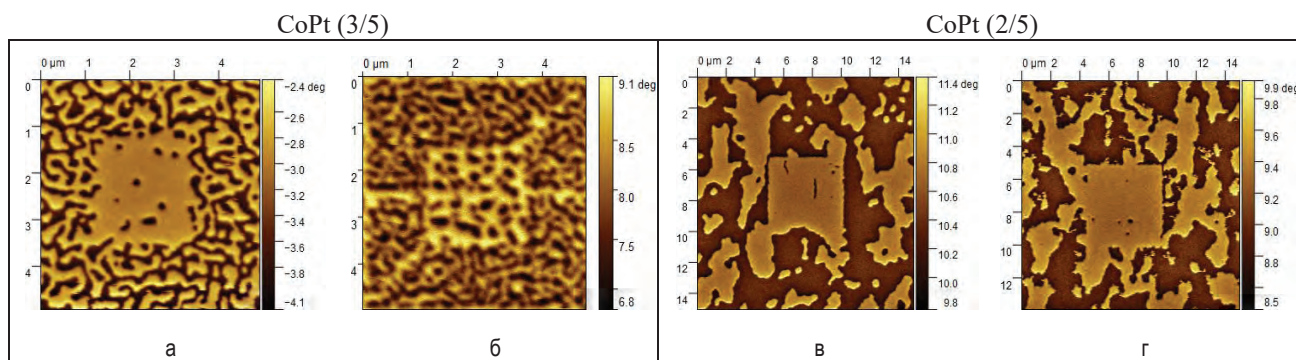


Рис. 3. МСМ-изображения пленок CoPt (3/5) при флюенсах ионов, см^{-2} : а) 1×10^{14} , б) 3×10^{14} и CoPt (2/5) при флюенсах ионов, см^{-2} : в) 1×10^{14} , г) 3×10^{14}

Работа выполнена при частичной поддержке грантов президента РФ (МК-445.2020.2, МД-1708.2019.2) и РНФ (грант №19-19-00545).

Литература

1. И.Л. Калентьева и др. // ФТТ. Т.61, Вып.9. С.1694-1699 (2019).
2. Темиряев А.Г. и др. // ФТТ. Т.60, Вып.11. С.2158-2165 (2018).

Инжекция неравновесного спина в геликоидальный ферромагнетик

Е.А. Караштин^{1,2,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

eugenk@ipmras.ru

В данной работе исследованы особенности инжекции спина в геликоидальный ферромагнетик. Рассмотрены два способа спиновой инжекции: спиновый пампинг и инжекция спин-поляризованного тока. Для случая, когда ось геликоида параллельна нормали к границе, через которую происходит инжекция спина, определены условия, при которых происходит заполнение электронами заданной спиновой подзоны. Для случая, когда ось геликоида параллельна границе раздела, продемонстрировано возникновение при спиновом пампинге явления конверсии инжектируемого спинового тока в электрический за счёт обменного взаимодействия в геликоидальном ферромагнетике. При инжекции спин-поляризованного тока возникает эффект, аналогичный топологическому эффекту Холла.

В работе рассмотрены явления, возникающих при инжекции неравновесного спина в ферромагнетик с неколлинеарным геликоидальным распределением намагниченности. Инжекция спина может осуществляться двумя способами: путём спинового пампинга (инжектируется "чистый" спин) или инжекции спин-поляризованного электрического тока (инжектируется спин и заряд). В обоих случаях источником спина служит второй (однородный) ферромагнетик.

Теоретическая модель основана на квантово-механическом описании электронов проводимости с учётом магнитного момента в рамках s-d модели Вонсовского. Геликоидальная магнитная структура учитывается по теории возмущений (большие значения параметра адиабатичности, равного отношению периода прецессии спина электрона к времени пролёта периода спирали). Эта модель представляется разумной, например, для гольмия, где параметр адиабатичности может достигать значения порядка 5 [1].

Для случая, когда ось геликоида параллельна нормали к границе, через которую происходит инжекция спина, определены условия, при которых происходит заполнение электронами заданной спиновой подзоны. Это необходимо для создания определённой неравновесной спиновой конфигурации в геликоидальном ферромагнетике.

В случае, когда ось геликоида параллельна границе раздела, возникают новые явления, связанные с инжекцией в него неравновесного спина. Так, при спиновом пампинге появляется дополнительный

механизм конверсии спинового тока в электрический.

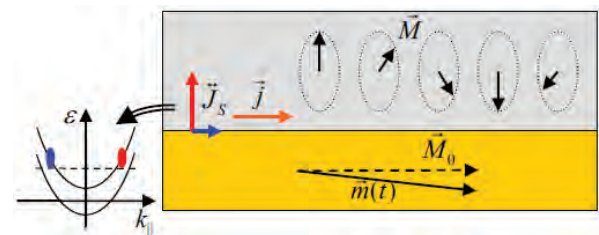


Рис. 1. Инжекция неравновесного спина в геликоидальный ферромагнетик.

Здесь важен не поток спина, а именно создание неравновесной спиновой плотности в неоднородном ферромагнетике. Обменное взаимодействие в геликоидальной магнитной системе связывает спиновые и пространственные степени свободы. В результате этого спектр электронов в рамках теории возмущений становится асимметричным по импульсу. Поэтому инжектированный неравновесный спин (без инжекции электрического тока вдоль оси геликоида, т. е. число электронов, движущихся вправо и влево, одинаково) порождает ток, параллельный оси геликоида (см. рисунок 1). Это даёт обменный механизм конверсии спинового тока в электрический при спиновом пампинге, в отличие от известных спин-орбитальных (обратный спиновый эффект Холла [1], эффект Рашбы-Эдельштейна [2]). При этом, в отличие от классической геометрии, в которой электрический ток возникает в направлении, перпендикулярном как равновесному магнитному моменту источника спина, так и нормали к границе сред, здесь появляется ток вдоль

намагниченности ферромагнетика, из которого течёт спин.

Если же в аналогичной системе пропускается электрический ток, перпендикулярный границе между однородным и неоднородным ферромагнетиком, в магнитный геликоид инжектируется не только спин, но и заряд. Аналогично случаю инъекции "чистого" спина, возникает электрический ток в направлении намагниченности однородного ферромагнетика, являющегося источником спина. Этот ток перпендикулярен исходно пропускаемому через систему электрическому току, и таким образом, является холловским током. Такой эффект называют топологическим эффектом Холла; стоит заметить, что рассмотренная в данной работе система

действительно является некомпланарной, что, как известно из литературы [3], необходимо для возникновения указанного эффекта.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант №19-72-00130).

Литература

1. W.C. Koehler // *J. Appl. Phys.* **36**, 1078 (1965).
2. J. Sinova et al. // *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
3. J.C. Rojas Sanchez et al. // *Nat. Commun.* **4**, 2944 (2013).
4. G. Tatara, H. Kawamura // *J. Phys. Soc. of Japan* **71**, 2613 (2002).

Гигантский квадратичный магнитооптический эффект Керра в эпитаксиальных плёнках ферромагнетика (Eu,Gd)O

В.Н. Кац¹, С.Г. Нефёдов¹, Л.А. Шелухин¹, П.А. Усачёв¹, А.М. Калашникова^{1,2},
Д.В. Аверьянов³, И.А. Каратеев³, О.Е. Парфёнов³, А.Н. Талденков³, А.М. Токмачёв³,
В.Г. Сторчак³, В.В. Павлов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия.

² Национальный исследовательский университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия.

³ Национальный исследовательский центр "Курчатовский Институт", 123182 Москва, Россия.

Квадратичный магнитооптический эффект Керра (КМОЭК) исключительно большой величины обнаружен в тонких плёнках ферромагнитного (Eu,Gd)O, эпитаксиально выращенных на подложках из иттрий-стабилизированного диоксида циркония YSZ. Эффект достигает величины ~1 градус в (Eu,Gd)O при T = 3 K и энергии фотонов 1.85 эВ, что на порядок превышает литературные значения гигантского КМОЭК.

Введение

В настоящее время имеется потребность в создании векторных датчиков малых магнитных полей для практического использования в биологии, медицине, физике, а также в информационных технологиях [1, 2, 3]. Обычно в магнитооптических (МО) датчиках используются линейные МО эффекты, например, эффекты Фарадея и Керра. Квадратичные МО эффекты, такие, как линейное магнитное двулучепреломление и дихроизм, как правило, невелики по сравнению с линейными эффектами. Зачастую эти эффекты считаются паразитными и поэтому не рассматриваются как основа для МО зондирования. С другой стороны, квадратичные МО эффекты обладают высокой чувствительностью к параметрам магнитной анизотропии, а их специфическая симметрия делает возможным измерение тангенциального магнитного поля в простой вертикальной геометрии. Поэтому материалы, обладающие сильными нелинейными МО эффектами, могут быть перспективными для создания векторных датчиков магнитных полей, а их поиск и исследование является актуальной задачей.

Халькогениды европия EuX (X = O, S, Se, Te) обладают уникальными оптическими, магнитными и магнитооптическими свойствами в следствие наличия сильно локализованных $4f^7$ электронов с суммарным спином 7/2 в ионах Eu^{2+} , что делает поиск и исследование нелинейных МО эффектов в этих материалах весьма перспективным. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследова-

нию квадратичного МО эффекта Керра (КМОЭК) в тонких плёнках ферромагнитного (Eu,Gd)O.

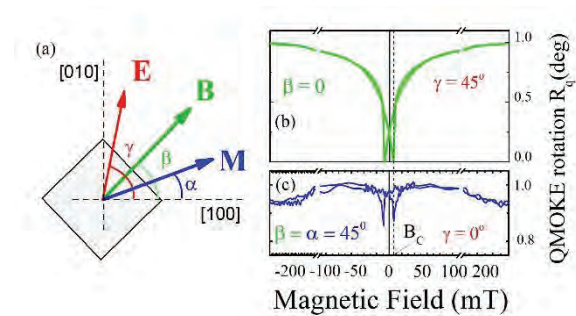


Рис. 1. (а) Ориентации намагниченности \mathbf{M} , магнитного поля \mathbf{B} и поляризации света \mathbf{E} относительно кристаллографических направлений [100] и [010]. (b-c) Зависимость поворота плоскости поляризации света в КМОЭК от магнитного поля, измеренная в геометриях $\beta = 0$, $\gamma = 45^\circ$ (b) и $\beta = \alpha = 0^\circ$, $\gamma = 0^\circ$ (c).

Результаты и обсуждение

Для определения полевых и температурных зависимостей КМОЭК в плёнках (Eu,Gd)O измерялся поворот плоскости поляризации света, отражённого от образца. Температура образца, находящегося в криостате замкнутого цикла, менялась в диапазоне от 3 до 120 K. Внешнее магнитное поле прикладывалось в плоскости образца и варьировалось в пределах от -1 до +1 Тл. Взаимная ориентация векторов поляризации света \mathbf{E} , магнитного поля \mathbf{B} , намагниченности \mathbf{M} и кристаллографических осей показана на рис. 1(a). На рис. 1(b) и 1(c) показаны полевые зависимости R_q КМОЭК в (Eu,Gd)O для

ориентации внешнего магнитного поля \mathbf{B} вдоль трудной [100] и вдоль лёгкой [110] осей, соответственно.

Зависимость, представленная на рис. 1(b) показывает, что с увеличением напряжённости магнитного поля, приложенного вдоль трудной оси [100], величина КМОЭК растёт. Это свидетельствует о повороте намагниченности от направления вдоль лёгкой оси [110] к направлению вдоль вектора внешнего магнитного поля. Величина поворота плоскости поляризации R_q достигает $\sim 1^\circ$, что по крайней мере на порядок превышает рекордные значения для КМОЭК, известные из литературных данных [4, 5]. Такая большая величина КМОЭК в (Eu,Gd)O позволяет детально изучать магнитную анизотропию плёнки.

Магнитная часть свободной энергии может быть записана как:

$$E = KM \cos^2 2\alpha - BM \cos(\alpha - \beta), \quad (1)$$

где первое слагаемое описывает плоскостную магнитную анизотропию, характеризуемую константой K , второе слагаемое отвечает за зеемановское взаимодействие, α – угол между намагниченностью \mathbf{M} и осью [100], β – угол между магнитным полем \mathbf{B} и осью [100]. Минимизируя энергетический потенциал (1), можно получить равновесное направление намагниченности, а его подгонка к экспериментальным полевым зависимостям КМОЭК даёт константу анизотропии $K = 0.07$ мТ.

Обнаруженный в плёнке (Eu,Gd)O большой КМОЭК в сочетании с низким коэрцитивным полем $B_C = 9$ мТ открывает возможность использования этого эффекта в датчиках тангенциального магнитного поля. Это продемонстрировано с помощью эксперимента в геометрии по измерению полярного МО эффекта Керра, в которой угол между магнитным полем и нормалью к плоскости образца составлял $\sim 3^\circ$. На рис. 2 показана полевая зависимость поворота плоскости поляризации света R от магнитного поля \mathbf{B} при $T = 3$ К. Данная зависимость содержит линейный вклад R_p , обусловленный полярным магнитооптическим эффектом Керра, а также значительный чётный по магнитному полю вклад R_q . Последний имеет форму КМОЭК, см. рис. 1(b), с парой характерных острых пиков. Следовательно, наличия даже небольшой проекции магнитного

поля на плоскость образца достаточно для появления измеримого КМОЭК большой величины.

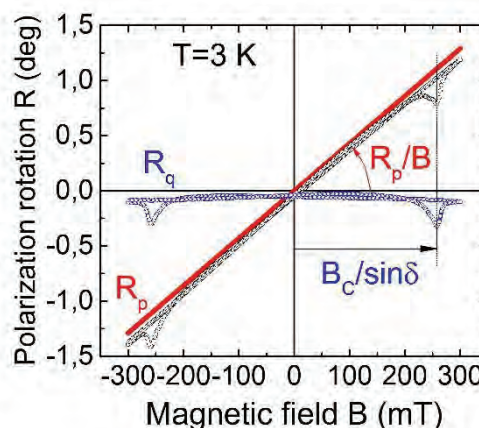


Рис. 2. Полевая зависимость поворота плоскости поляризации света в полярной геометрии МО эффекта Керра

Заключение

Проведено исследование квадратичного МО эффекта Керра в тонких плёнках ферромагнитного (Eu,Gd)O, эпитаксиально выращенных на подложках YSZ. В плёнках (Eu,Gd)O обнаружен гигантский КМОЭК в простой вертикальной геометрии. Большая величина наблюдаемого эффекта делает возможным использование этих материалов для создания датчиков тангенциального магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ №19-52-12063, программы Президиума РАН №5, НИЦ «Курчатовский институт» (№1359), РНФ № 19-19-00009, РФФИ № 19-07-00249, и SP №1398.2019.5.

Литература

1. K. Postava, J. Pistora, T. Yamaguchi // Sens. Actuators A 110 (2004).
2. E. Jimenez, N. Mikuszeit, J.L.F. Cunado *et al.* // Rev. Sci. Instr. 85 (2014).
3. E. Carpena, E. Mancini, D. Dazzi *et al.* // Phys. Rev. B 81 (2010).
4. A.V. Kimel, G.V. Astakhov, A. Kirilyuk *et al.* // Phys. Rev. Lett. 94 (2005).
5. Hamrle, S. Blomeier, O. Gaier *et al.* // J. Phys. D 40 (2007).

Аморфные, нанокристаллические и частично кристаллизованные микропровода: особенности формирования свойств и современные приложения

В. Колесникова¹, И. Барабан¹, М. Верещагин¹, В. Беляев¹, А. Омелянчик¹, Н. Андреев², М. Горшенков², С. Лебле¹, Н. Перов^{1,3}, Л. Панина^{1,2}, В. Родионова^{1*}

¹ Балтийский Федеральный Университет им. И. Канта, ул. Гайдара, 6, Калининград, 236034.

² Университет науки и технологий «МИСиС», Ленинский проспект, 4, Москва, 119049.

³ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские года, 1-2, Москва, 119991.

*vrodionova@kantiana.ru

В докладе будет представлен обзор, затрагивающий вопросы изготовления и особенностей исследования ферромагнитных объектов с цилиндрической симметрией микронных размеров, проанализированы возможности их применимости в различных областях индустрии и биомедицины, дана сводка актуальных приложений. Кроме того, будет представлен ряд оригинальных экспериментальных и теоретических результатов: аналитически полученное решение, связывающее скорость, подвижность и параметры доменной стенки, посредством быстрого распространения которой перемагничивается аморфная ферромагнитная жила магнитно-бистабильного микропровода, с коэффициентом анизотропии жилы; анализ влияния изменения радиального распределения коэффициента анизотропии жилы на динамику движения доменной стенки; особенности формирования структурных и магнитных свойств частично и нано-кристаллизованных микропроводов.

Аморфные ферромагнитные микропровода в стеклянной оболочке, благодаря индуцированным в процессе изготовления механическим напряжениям, своей цилиндрической форме и микро-размерам, могут проявлять эффект гигантского магнитного импеданса (ГМИ) или обладать свойством магнитной бистабильности. Наличие этих свойств определяется составом металлической жилы и радиальным распределением компонент механического напряжения в ней. Фундаментальные вопросы формирования доменной структуры, которая определяется магнитоупругой энергией, остаются открытыми. Сложности ее определения связаны с тем, что, в силу аморфности состояния жилы и ее микронных размеров, осложнена прямая оценка напряжений и использование методов моделирования, соответственно. Микропровода с частично или нанокристаллизованной металлической жилой могут помочь найти ответы на фундаментальные вопросы. Кроме того, микропровода с управляемой/направленной кристаллизацией сами по себе являются новым объектом исследования, поскольку могут быть использованы для увеличения чувствительности сенсоров. Благодаря простоте, скорости и сравнительно невысокой стоимости изготовления, микропровода уже активно применяются в качестве датчиков магнитного поля, механического напряжения, температуры, а также в системах ко-

дирования и идентификации информации. Последние работы посвящены также применению микропроводов в биосенсорике, магнитной гипертермии и других биомедицинских приложениях.

Результаты и обсуждение

Настоящий доклад посвящен, с одной стороны, обзору тематики: будут освещены методологические особенности работы с ферромагнитными микропроводами в стеклянной оболочке, изготовленными из сплавов на основе Fe и Co; описаны характерные магнитные и микромагнитные свойства в зависимости от состава и структуры металлической жилы; проанализированы пути управления свойствами. Особое внимание будет уделено механизму формирования механических напряжений внутри металлической жилы аморфного микропровода.

С другой стороны, будут представлены новые результаты. В том числе, результаты исследования влияния напряжений различной природы в магнитно-бистабильном проводе с аморфной жилой $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ на его магнитные свойства. Перемагничивание такого образца происходит быстрым распространением доменной стенки типа «head-to-head». Разработан аналитический подход, связывающий скорость, подвижность и параметры доменной стенки с радиальным распределением коэффи-

циента анизотропии жилы микропровода. Подход основан на поиске частных решений уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта с соответствующими экспериментальным данным граничными условиями. Получены экспериментальные данные, подтверждающие аналитически установленную связь. Полученное стационарное решение позволило смоделировать доменную стенку. Пример конфигурации доменной стенки для определенных параметров провода приведен на рисунке 1.

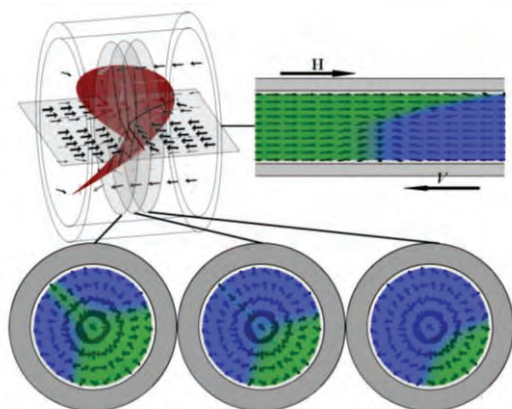


Рис. 1. Пример конфигурации доменной стенки, посредством быстрого распространения которой происходит перемагничивание аморфного магнитно-бистабильного микропровода. На рисунке стрелками обозначены направление внешнего магнитного поля, инициирующего процесс перемагничивания (H), и направление распространения доменной стенки (V)

Интерес представляют результаты исследования структурных и магнитных свойств аморфных, частично и нано-кристаллизованных микропроводов с жилой из сплавов $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$, $Fe_{45}Co_{30}Si_{10}B_{15}$, $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$. Экспериментально установлены диапазоны скоростей смотки и охлаждения, при которых контролируемо формируются структурные свойства жилы провода. Изменение технологических параметров изготовления приводит к формированию одно-, двух- или многофазных систем, что главным образом определяет магнитные свойства провода и области его применения. Диапазоны технологических параметров, а также размеры, концентрация и область начала формирования кристаллических включений зависит, в первую очередь, от состава сплава. На рисунке 2 приведен пример сформированной трехфазной структуры, состоящей из аморфной матрицы и кристаллов ко-

бальта в кубической гранцентрированной и плотноупакованной гексагональной фазах.

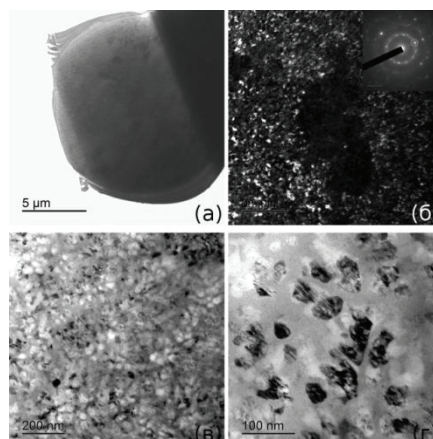


Рис. 2. Изображение микроструктуры, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии, микропровода, изготовленного из сплава $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$ при минимальной скорости смотки 2.6 м/с

Методы и подходы

Метод изготовления проводов в стеклянной оболочке – Улитовского-Тейлора. Этот метод позволяет получать микропровода с размерами металлической жилы от сотен нанометров до десятков микрон. В зависимости от технологических параметров изготовления (скорость смотки, скорость охлаждения, температура расплава) и последующих технологических обработок (отжиг током и в печи), могут быть получены микропровода с различной структурой. Структурные свойства были исследованы с помощью рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии. Ламели для изучения микроструктуры были вырезаны из металлической жилы провода с помощью сфокусированного ионного пучка. Петли гистерезиса были измерены с помощью индукционного метода или с помощью метода вибрационной магнитометрии. Особенности формирования концевой домена – Керр-магнитометром и Керр-микроскопом. Коэффициент магнитострикции металлической жилы был измерен с помощью метода малоуглового вращения намагниченности. Распределение полей зарождения доменной стенки по длине микропровода было исследовано на специально разработанном оборудовании. Скорость распространения доменной стенки, ее характеристики – с помощью модифицированного метода Сикстуса-Тонкса.

Слои GaMnAs, полученные при ионном легировании GaAs ионами Mn⁺

Р.Н. Крюков^{1,*}, Д.Е. Николичев², Ю.А. Данилов^{1,2}, С.Ю. Зубков²

¹ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*kriukov.ruslan@yandex.ru

Экспериментально установлено, что отсутствие охлаждения подложки GaAs в процессе ионного легирования Mn⁺ приводит к появлению в профиле распределения примеси нескольких локальных максимумов. Такая форма распределения легирующей примеси связана с выделением включений MnAs. Выявлено, что облучение ионами Mn⁺ подложки GaAs приводит к стравливанню поверхностных слоев, что сказывается на профиле распределения примеси в образцах.

Введение

Создание слоёв разбавленных магнитных полупроводников (РМП) с температурой Кюри выше 300 К, имеющих кристаллическую структуру и параметр решетки близкий к полупроводникам, широко используемым в современной микроэлектронике (Si, GaAs), долгое время остается одной из центральных задач спинтроники. Большого прогресса удалось достичь в развитии ставшей уже классической системы GaMnAs, где температура Кюри составляет 191 К [1]. Но остаются технологические проблемы, связанные с поиском оптимального метода создания этой системы. Здесь хорошо себя зарекомендовало ионное легирование подложек GaAs ионами марганца.

Методика эксперимента

В работе проанализирована система GaMnAs, полученная при облучении подложек GaAs ионами Mn⁺ с энергией 200 кэВ и дозой облучения $5 \cdot 10^{16}$ см⁻². Стоит заметить, что образцы были получены двумя способами. Первые создавались путем имплантации в мишень без охлаждения. При этом температура подложки достигала 600 К. Вторые формировались при температуре подложки ниже комнатной, что достигалось продувкой паров жидкого азота через систему охлаждения мишени.

Исследования образцов методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) проводились на комплексе Omicron Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовались Al K_α-излучение. Диаметр области анализа составлял 3 мм. Послойное профилирование осуществлялось травлением ионами Ag⁺ с энергией 1 кэВ. Предель-

ная обнаруживаемая концентрация элементов определялась соотношением сигнал/шум на фотоэлектронных спектрах и составляла 0,1 - 1 ат.%. Для определения концентрации химических элементов производилась запись ФЭ-линий O 1s, C 1s, Mn 2p_{3/2}, As 3d, Ga 3d.

Спектры записывались при энергии пропускания анализатора 50 эВ и шаге по энергии 0,2 эВ. Математическая обработка спектров проводилась с использованием программного обеспечения SDP v. 4.3 по методике, ранее применявшейся при диагностике системы GaMnAs [2]. Дополнительно было проведено сопоставление экспериментальных данных и результатов моделирования профиля распределения Mn с использованием программного пакета SRIM [3].

Результаты

Результатами экспериментов стали профили распределения химических элементов по глубине, представленные на рис.1. Прежде всего стоит отметить отсутствие в этих структурах кислорода на глубинах 10 и более нанометров, что отличает эту систему от РМП GaMnAs, выращенного методом ИЛО [4].

Из сопоставления рис 1а и рис. 1б видно, что охлаждение повлияло на распределение химических элементов. Отсутствие охлаждения структуры в процессе создания приводит к возникновению в профиле распределения Mn нескольких максимумов концентрации. Наличие последних провоцирует возникновение минимумов в профиле Ga. Такое поведение, предположительно, связано с термически стимулированной диффузией Mn в процессе облучения.

В случае охлаждаемой мишени в профиле Mn присутствует единственный максимум. При этом в слое наблюдается 2 области. В первой (~15 нм) концентрация As меньше Ga, а в области максимума содержания Mn преобладающим элементом яв-

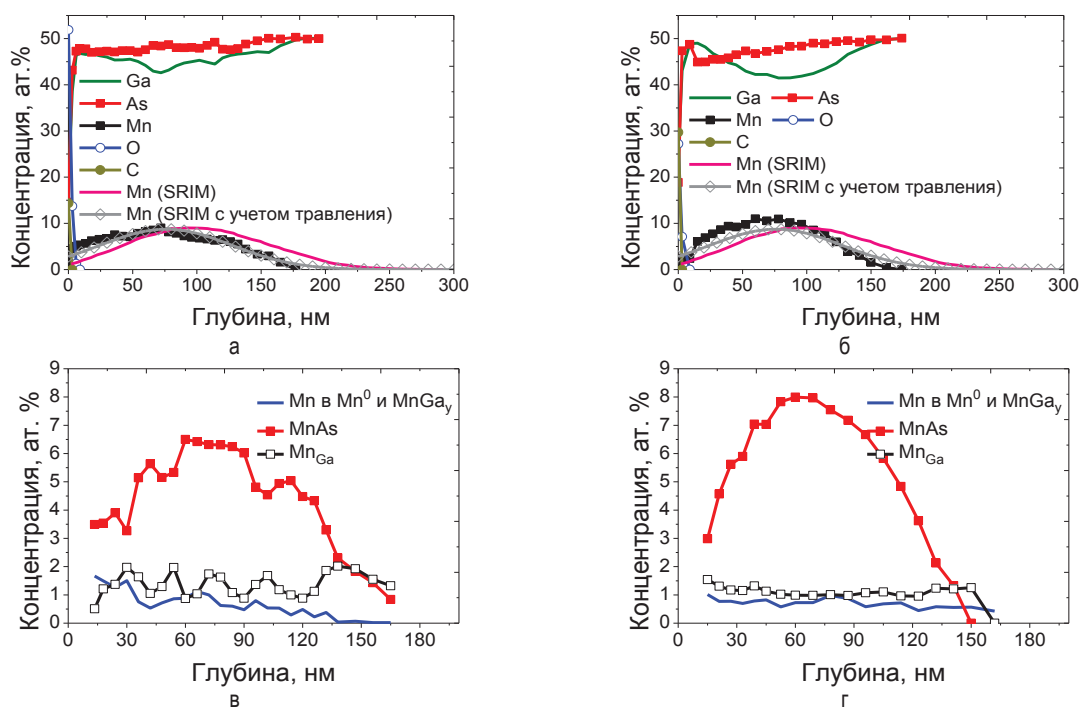


Рис. 1. РФЭС-профили распределения химических элементов по глубине для структур а) нагреваемой и б) охлаждаемой при облучении. Профили распределения химических соединений и состояний Mn в структуре в) нагреваемой и г) охлаждаемой при облучении (Mn (SRIM) – расчетный профиль Mn без и с учетом травления)

В результате анализа было определено, что отсутствие охлаждения привело к возникновению в слое GaMnAs сложного распределения MnAs и замещающего Mn_{Ga} . Как видно из рис. 1 в на профилях распределения концентраций этих соединений присутствуют значительные перепады. При этом максимумы содержания Mn_{Ga} соответствуют минимумам MnAs, и наоборот. Это напрямую свидетельствует о присутствии в системе кластеров MnAs. При охлаждении таких особенностей нет (рис. 1 г). Помимо этого, отмечается, что нагрев подложки GaAs в процессе имплантации позволил получить слой GaMnAs с концентрацией Mn_{Ga} на уровне 2 ат.%, а при охлаждении максимальная концентрация составила менее 1,5 ат.%. Это связано с более эффективным перераспределением Mn при нагреве мишени GaAs. С учетом расчетов [3] удалось определить, что коэффициент травления в процессе ионной имплантации составляет 6,7 ионов/атом, что в конечном итоге позволило произвести коррекцию модельного распределения содержания Mn по глубине с использованием формул из [6].

ляется As. Таким образом, можно сделать вывод, что облучение провоцирует вытеснение Ga марганцем. В свою очередь, такая ситуация позволяет объяснить пространственное разделение кластеров MnAs и $MnGa_y$, представленное в [5].

Работа выполнена в рамках реализации проекта РНФ №19-19-00545.

Литература

1. L. Chen, S. Yan, P.F. Xu *et al.* // *Applied Physics Letters*, V. 95, 182505 (2009).
2. A.V. Boryakov, S.I. Surodin, R.N. Kryukov *et al.* // *J. Elec. Spectr. and Related Phenomena*, V. 50 (11), 1443 (2018).
3. SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter / J.F. Ziegler // *Particle Interactions with Matter*. Доступно на: <http://www.srim.org>.
4. D.E. Nikolichev, A.V. Boryakov, S.Yu. Zubkov *et al.* // *Semiconductors*, V. 48, № 6, 815 (2014).
5. O.D.D. Couto Jr., M.J.S.P. Brasil, F. Iikawa *et al.* // *Applied Physics Letters*, V. 86, 071906 (2005).
6. Х. Риссел, И. Руге, Ионная имплантация/ пер. В.В. Климов, В.Н. Пальянов – М.: Наука, 1983, 362 с.

Вариационная теория низкоразмерных квантовых магнетиков

Ю.Б. Кудасов^{1, 2, *}, Р.В. Козабаранов^{1, 2}

¹ Российский федеральный ядерный центр ВНИИЭФ, пр. Мира, 37, Саров, 607188.

² Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, 607186.

*yu_kudasov@yahoo.com

Предлагается модернизация ранее разработанного вариационного метода исследования основного состояния низкоразмерных магнитных структур, и цепочки спинов $\frac{1}{2}$ в частности. Используя преобразование Йордана-Вигнера, гамильтониан модели Гейзенберга приводится к представлению бесспиновых фермионов. Основное состояние описывается пробной волновой функцией гутцвиллеровского типа с нелокальными проекционными операторами, полная энергия системы представляется функцией вариационных переменных. Возникающая статистическая задача о количестве «правильных» конфигураций спиновой цепочки, составленных из конечных кластеров размером 2-а и 4-е узла, решается методом псевдоансамбля Кикучи. Предлагаемый метод демонстрируется на примере XXZ-цепочки спина $\frac{1}{2}$ в альтернированном продольном магнитном поле.

Введение

Низкоразмерные магнитные системы, такие как одномерная спиновая цепочка, зигзагообразные и лестничные магнитные структуры привлекают внимание, как теоретиков, так и экспериментаторов [1, 2, 3]. В основном, этот интерес связан с существенным прогрессом синтеза молекулярных одномерных магнетиков [4] и квазиодномерных магнитных структур [5].

Известно, что в случае изотропной цепочки с антиферромагнитным (АФМ) взаимодействием в однородном продольном магнитном поле, существуют аналитические решения для энергии основного состояния [1, 2, 6] и спектра возбуждения [7, 8]. Однако, аналитическое решение гейзенберговской цепочки полуцелых спинов в альтернированном магнитном поле отсутствует.

В недавнем времени для данного случая были получены асимптотические решения для малых значений альтернированного магнитного поля методом синус-Гордона [9] и в более широком диапазоне полей — методом ренормгруппы матрицы плотности (DMRG) [10]. Помимо этого, XXZ-цепочка с альтернированным магнитным полем была также подробно исследована методом среднего поля с поправками по теории возмущений до второго порядка, а также точной диагонализацией на конечных кластерах [11].

В данной работе представляется вариационный метод исследования основного состояния низкоразмерных магнитных структур на основе пробной волновой функции гутцвиллеровского типа [12].

Вариационный метод

Процедура состоит из следующих шагов: (а) переход от спинового представления к фермионному при помощи преобразования Йордана-Вигнера; (б) конструирование пробной волновой функции гутцвиллеровского типа с нелокальными корреляциями для взаимодействующих бесспиновых фермионов; (в) решение статистической задачи о количестве «правильных» конфигураций, составленных из конечных кластеров размером 2 и 4 узла, методом псевдоансамбля Кикучи; (г) расчет энергии основного состояния.

Гамильтониан XXZ цепочки спинов $\frac{1}{2}$ в альтернированном магнитном поле может быть записан в виде суммы xy , zz взаимодействий ближайших соседей и зеемановского члена на двух подрешетках [12]:

$$\hat{H} = \hat{H}_{xy} + \hat{H}_{zz} + \hat{H}_{st} \quad (1)$$

Преобразование Йордана-Вигнера представляет спиновые операторы через операторы рождения (уничтожения) бесспинового фермиона, что позволяет свести гамильтониан (1) к модели фермионной цепочки с двумя подрешетками:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{H}_1 \\ \hat{H}_0 &= \sum_j^{N/2} \frac{J}{2} (\hat{a}_j^\dagger \hat{b}_j + \hat{a}_{j+1}^\dagger \hat{b}_j + h.c.) + \\ &+ \sum_j^{N/2} h_{st} (\hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j - \hat{b}_j^\dagger \hat{b}_j) \\ \hat{H}_1 &= J\Delta \sum_j^{N/2} \left(\hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j - \frac{1}{2} \right) \left(\hat{b}_j^\dagger \hat{b}_j - \frac{1}{2} \right) + \\ &+ J\Delta \sum_j^{N/2} \left(\hat{b}_j^\dagger \hat{b}_j - \frac{1}{2} \right) \left(\hat{a}_{j+1}^\dagger \hat{a}_{j+1} - \frac{1}{2} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

Пробная волновая функция гутцвиллеровского типа с вариационными параметрами, отвечающими

парным корреляциям между ближайшими соседями, имеет вид:

$$|\psi\rangle = g_p^{\hat{p}} g_m^{\hat{M}} |\psi_0\rangle, \quad (3)$$

где g – неотрицательные вариационные параметры, а $|\psi_0\rangle$ – исходная многочастичная волновая функция, в качестве которой можно принять точную волновую функцию невзаимодействующих фермионов.

Полная энергия системы на один узел цепочки как функции вариационных параметров m и p может быть записана:

$$E = q' \langle \varepsilon_k \rangle_0 - \frac{mh_{st}}{2} + \frac{J\Delta}{4}(1-2p) \quad (4)$$

где q' вычисляется на основе метода псевдоансамбля Кикучи при составлении фермионной цепочки из кластеров размером 2 и 4 узла.

Результаты

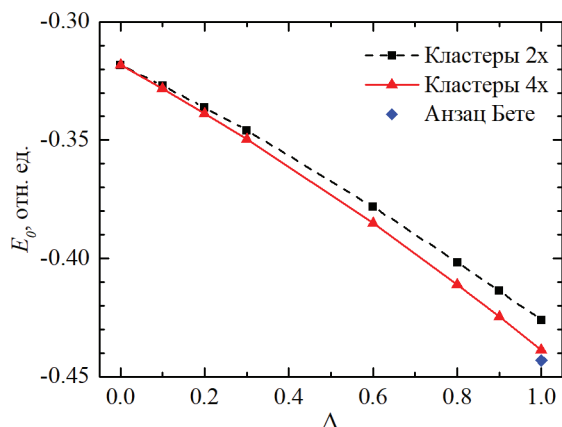


Рис. 1. Энергия основного состояния при $h_{st} = 0$ как функция параметра анизотропии Δ . Сплошная красная – решение, полученное на кластерах с 4 узлами; пунктирная черная – на кластерах с 2 узлами; отдельным маркером – точное решение изотропной цепочки

На рис. 1 в качестве примера показаны результаты расчета энергии основного состояния XXZ-цепочки при $h_{st} = 0$ при различных значениях параметра анизотропии Δ . При этом сравниваются результаты вариационной модели построенной на кластерах размером 2 и 4 узла. При $\Delta = 0$ вариационные решения совпадают с точным. Для изотропной АФМ

цепочки ($\Delta = 1$) известно точное решение, полученное методом анзаца Бете и принимающее значение $(1/4 - \ln 2)J \approx -0.4431J$ (рис. 1).

Предлагаемый метод легко обобщается на одномерные магнитные системы со сложной структурой. Например, для лестницы из двух цепочек преобразование Йордана-Вигнера практически совпадает с выражением (2) (см. [3]), а кластеры из 4 узлов естественным образом становятся элементами лестницы.

Литература

1. D. C. Mattis, The many-body problem: An encyclopedia of exactly solvable models in one dimension, World, Scientific (1993).
2. M. Takahashi, Thermodynamics of one-dimensional solvable models, Cambridge University press (2005).
3. T. S. Nunner, T. Kopp // Phys. Rev. B, V. 69, 104419 (2004).
4. L. Bogani, A. Vindigni, R. Sessolia, D. Gatteschi // J. Mater. Chem., V. 18, 4750 (2008).
5. А. Н. Васильев, М. М. Маркина, Е. А. Попова // Физ. Низк. Темп, Т. 31, 272 (2005).
6. R. B. Griffiths // Phys. Rev., V. 133, A768 (1964).
7. J. des Cloizeaux, J. J. Pearson // Phys. Rev., V. 128, 2131 (1962).
8. L. D. Faddeev, L. A. Takhtajan // Phys. Lett. A, V. 85, 375 (1981).
9. I. Affeck, M. Oshikawa // Phys. Rev. B, V. 60, 1038 (1999).
10. N. Shibata, K. Ueda // J. Phys. Soc. Jpn., V. 70, 3690, (2001).
11. S. Paul, A. K. Ghosh // J. Magn. Magn. Mat., V. 362, 193 (2014).
12. Yu. B. Kudasov, R. V. Kozabaranov // Phys. Lett. A, V. 382, 1120 (2018).

Усиление магнитокалорического эффекта в многослойных структурах парамагнетик/ферромагнетик

М.А. Кузнецов, И.Ю. Пашенькин, Н.И. Полушкин*, М.В. Сапожников, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

*nip@ipmras.ru

Исследуется возможность усиления магнитокалорического эффекта (МКЭ) в обменно-связанных слоистых системах ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик. Экспериментально показано, что магнитокалорический потенциал Δs в системах с парамагнитной прослойкой из сплава Ni_xCu_{100-x} ($x \sim 70$ ат. %) существенно превышает эту величину в отдельном слое Ni_xCu_{100-x} . Тем не менее, экспериментальные значения Δs остаются все еще малыми по сравнению с теоретическим пределом для этой величины. Проведенные теоретические исследования выявили, что не происходит сильного подмагничивания прослойки Ni_xCu_{100-x} при ее толщине больше толщины монослоя и реалистичных значениях констант обменной связи.

Введение

Считается, что МКЭ может быть достаточным для охлаждения приложением к рефрижеранту магнитного поля (H) в несколько десятков кГс при температурах вблизи точки Кюри (T_C). Однако такие сильные поля могут создаваться только с помощью громоздких магнитов, которые нежелательно использовать в магнитном охлаждении. В нашей работе теоретически и экспериментально исследуется возможность усиления МКЭ в системе, к которой прикладывается H не более нескольких десятков Гс. Исследуемая в этой работе система представляет собой тонкую прослойку (в несколько нанометров) рефрижеранта, которая зажата между ферромагнетиками с более высокими значениями температуры Кюри и связана обменом с берегами через границы раздела [1, 2]. Магнитное поле ~ 10 Гс, приложенное к такой системе, вызывает перемагничивание магнитомягкого берега и значит – переориентацию намагниченностей берегов системы относительно друг друга, что в конечном итоге приводит к изменению магнитной энтропии прослойки в результате перераспределения намагниченности в ней. Как показывают предварительные расчеты, проведенные в работе [1], изменение магнитной энтропии на единицу объема (магнитокалорический потенциал) составляет в такой системе

$$\Delta s = m_s^2 / C, \quad (\phi 1)$$

где m_s – намагниченность насыщения прослойки, а C – константа Кюри. Для исследуемых в работе

сплавов Ni_xCu_{100-x} ($x \sim 70$ ат.%), используемых в качестве прослойки, магнитокалорический потенциал может достигать $\Delta s = 10^5$ эрг/см³/К (для сплава $Ni_{67}Cu_{33}$, в котором $m_s = 180$ эрг/Гс/см³, а $C = 0.4$ К [3]), что соответствует изменению температуры в адиабатическом процессе $\Delta T \approx 1.0$ К. Формула (1) справедлива при условии, что прослойка намагничивается до насыщения на границах раздела встроенным обменным полем в системе. Такие значения МКЭ в отдельном слое $Ni_{67}Cu_{33}$ достигаются при значениях $H \sim 100$ кГс [4].

Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены экспериментальные результаты по исследованию МКЭ в образцах двух систем с прослойками из сплава Ni_xCu_{100-x} , а именно – (S1) кварцевая подложка/(10 нм)Pu/(7 нм) $Ni_{67}Cu_{33}$ /(3 нм) $Co_{90}Fe_{10}$ /(25 нм) $Ir_{20}Mn_{80}$ (Pu= $Ni_{80}Fe_{20}$) [2] и (S2) подложка Si/(20 нм) $Co_{90}Fe_{10}$ /(5 нм) $Ni_{72}Cu_{28}$ /(15 нм) $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$. Магнитокалорический потенциал находился как функция температуры из кривых намагничивания во внешнем магнитном поле при различных температурах с учетом соотношения [2]

$$\Delta s = (h_f / h_s) \int_{H_{sw}-\varepsilon_1}^{H_{sw}+\varepsilon_2} (\partial M_f / \partial T)_H dH, \quad (\phi 2)$$

где h_f и h_s – толщины соответственно магнитомягкого берега и прослойки, M_f –

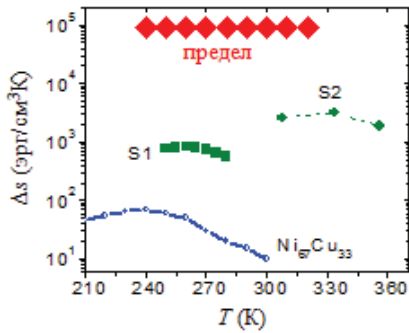


Рис. 1. Экспериментальная зависимость $\Delta s(T)$ для структур S1 и S2. Для сравнения приводится $\Delta s(T)$ отдельного слоя $Ni_{67}Cu_{33}$, полученная экстраполяцией данных работы [5] в область малых полей H

намагниченность магнитомягкого берега и H_{sw} – поле, в котором происходит переключение M_f . Для сравнения, на рис. 1 также показана температурная зависимость Δs отдельного слоя $Ni_{67}Cu_{33}$ в диапазоне H от 0 Гс до 30 Гс, полученная экстраполяцией экспериментальных данных работы [4] в область малых H . Величина крайнего значения для интересующего диапазона полей при экстраполяции ($H=30$ Гс) бралась равной H_{sw} . Из рис. 1 видно, что наблюдаемые вблизи T_C максимальные значения магнитокалорического потенциала прослойки в исследуемых структурах составляют $\Delta s \approx 3.3 \times 10^3$ эрг/см³/К (для системы S2), что существенно больше, чем значения этой величины для отдельного слоя из материала прослойки. Однако, экспериментальные значения Δs остаются все еще значительно меньше (≈ 30 раз), чем магнитокалорический потенциал, рассчитанный из (ф1).

Обсуждение результатов

Чтобы объяснить это расхождение с данными эксперимента, нами были проведены дополнительно теоретические исследования намагниченности прослойки m как функции координаты z и ее перераспределения при реконфигурации намагниченностей берегов. Все расчеты проводились на основе феноменологической теории Ландау для фазовых переходов второго рода. Свободная энергия слабо-ферромагнитной прослойки толщины d между сильно-ферромагнитными берегами на единицу площади может быть записана как [1]

$$F = \int_{-d/2}^{d/2} (f_0(z) + (l_0^2/2)(dm/dz)^2) dz + (l_j/2)(m - m_s)^2 \Big|_{z=\pm d/2} \quad (\text{ф3})$$

с граничными условиями $dm/dz = (l_j/l_0)^2(m - m_s)$ при $z = \pm d/2$, где l_0 и l_j – константы внутрислойного обмена через границы раздела, $f_0(z) = (\alpha\tau/2)m^2 + (\beta/4m_s^2)m^4$, $\tau = (T - T_C)/T_C > 0$ и m_s – намагниченность

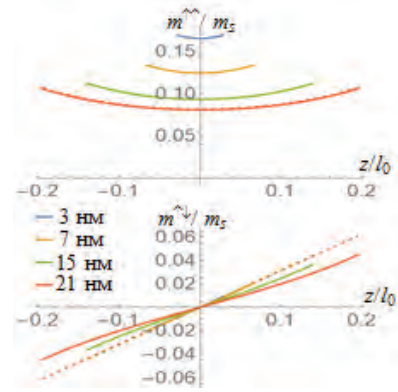


Рис. 2. Рассчитанные распределения $m^{\uparrow}(z)$ и $m^{\downarrow}(z)$ для прослойки $Ni_{67}Cu_{33}$ разной толщины d

насыщения прослойки. Решение нелинейного дифференциального уравнения второго порядка, отвечающего минимуму функционала (ф3), позволяет найти распределение намагниченности при обеих конфигурациях [как параллельной ($\uparrow\uparrow$), так и антипараллельной ($\uparrow\downarrow$)] намагниченностей берегов, т.е. $m^{\uparrow}(z)$ и $m^{\downarrow}(z)$. На рис. 2 (а) и (б) соответственно представлены эти функции для прослойки $Ni_{67}Cu_{33}$ разной толщины и значениях параметров α и β , найденных из кривых намагничивания отдельного слоя $Ni_{67}Cu_{33}$ [4]. Видно, что как $m^{\uparrow}(\pm d/2)$, так и $m^{\downarrow}(\pm d/2)$ малы по сравнению с m_s , даже в тонкой прослойке ($d=3$ нм). В этих условиях Формула (1) предсказывает завышенные значения Δs . Более точно эта величина может быть найдена численно подстановкой $m^{\uparrow}(z)$ и $m^{\downarrow}(z)$ в функционал свободной энергии (ф3) с последующим дифференцированием, так что $s^{\uparrow(\downarrow)} = (\partial F^{\uparrow(\downarrow)} / \partial T) / d$. Температурная зависимость Δs вблизи T_C , рассчитанная при $l_0 = (2A)^{1/2} / m_s = 25$ нм, где $A \approx 10^{-7}$ эрг/см [5], и $l_j = l_0/3$ [6], показывает, что вблизи T_C рассчитанные численно значения магнитокалорического потенциала близки к значениям Δs , полученным в экспериментах.

Работа поддержана РФФИ (№ 20-02-00356).

Литература

1. A. A. Fraerman and I. A. Shereshevskii, JETP Lett., V. 101, 618 (2015).
2. S. N. Vdovichev *et al.*, Phys. Rev. B, V. 98, 014428 (2018).
3. C. G. Robbins, H. Claus, and P. A. Beck, J. Appl. Phys., V. 40, 2269 (1969).
4. S. Michalski *et al.*, J. Appl. Phys., V. 111, 07A930 (2012).
5. N. Sorensen, R.E. Camley, and Z. Celinski, J. Magn. Magn. Mater., V. 477, 344 (2019)
6. F. Hoffmann, A. Stankoff, and H. Pascard, J. Appl. Phys., V. 41, 1022 (1970)

Терромагнитные преобразователи энергии на основе сплава Fe-Mn-C и плёнок CoPt

Ю.М. Кузнецов^{1,2,*}, М.В. Дорохин^{1,§}, А.В. Здоровейцев¹, А.В. Кудрин¹,
В.П. Лесников¹, Л.И. Квеглис³

1 НИФТИ ННГУ, проспект Гагарина 23а, Н. Новгород, 603950.

2 Физический факультет ННГУ, проспект Гагарина 23а, Н. Новгород, 603950.

3 Сибирский Государственный Университет, проспект Свободный 79/10, Красноярск, 660041.

*yurakz94@list.ru

Исследованы магнитополевые зависимости напряжения Холла и Нернста-Эттингсгаузена в тонких ферромагнитных плёнках CoPt и сплава Fe-Mn-C сформированных на подложке сапфира. Установлена сильная зависимость амплитуды аномального эффекта Нернста-Эттингсгаузена от величины перпендикулярной компоненты намагниченности тонкой плёнки. Установлена зависимость магнитных свойств плёнок от технологических параметров роста.

Принцип работы терромагнитных преобразователей энергии основан на аномальном эффекте Нернста-Эттингсгаузена (АЭНЭ) [1-2], связанного со спинзависимым рассеянием свободных носителей заряда по аналогии с аномальным эффектом Холла (АЭХ). Практический интерес представляет изучение терромагнитных явлений в системах с сильной магнитной анизотропией. Объектами исследования в данной работе выступают именно такие тонкие плёнки CoPt (~8нм) и сплава Fe-Mn-C (~50нм), сформированные на подложках сапфира методами электронно-лучевого испарения в вакууме и импульсного лазерного осаждения в вакууме соответственно.

Аномальные эффекты Холла и Нернста-Эттингсгаузена в тонких металлических плёнках

Согласно [3] величина напряжений НЭ и Холла определяются формулами:

$$U_{NE} = Q_0 B \Delta T + Q_M M(B) \Delta T, \quad (1)$$

$$U_H = R_0 B I + R_M M(B) I, \quad (2)$$

где Q_0 – обыкновенная постоянная НЭ, B – индукция магнитного поля, ΔT – разность температур между гранями структуры. R_0 , R_M – обыкновенная и аномальная постоянные Холла, соответственно, I – ток через структуру, M – намагниченность [4]. (Приведённые величины нормированы на толщину слоя, далее такая нормировка используется по умолчанию).

Обыкновенная постоянная ЭНЭ, по аналогии с обыкновенной постоянной ЭХ, зависит от электрон-

ных свойств свободных носителей заряда и не превышает нескольких сотен нВ/К.

Величина константы Q_M определяется эффективностью спинзависимого рассеяния носителей и может на несколько порядков превышать обыкновенную составляющую терромагнитного эффекта.

Методика исследования АЭХ и АЭНЭ подробно описана в [5].

Результаты эксперимента

С целью исследования АЭХ и АЭНЭ в плёнках CoPt были сформированы четыре структуры с разным соотношением толщин слоёв (Co_xPt_5). Зарегистрированные магнитополевые зависимости ЭХ и ЭНЭ показаны на рисунках 1 и 2 соответственно.

Из полученных зависимостей следует, что соотношение толщин Co и Pt определяет параметры петли гистерезиса, что отражается как на ЭХ, так и на ЭНЭ. Важно отметить сопоставления вида кривых ЭХ и ЭНЭ, что свидетельствует о справедливости описанной выше теории [3].

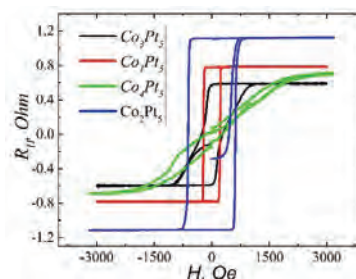


Рис. 1. Магнитополевая зависимость сопротивления Холла в плёнках Co_xPt_5

Различие амплитуд ЭХ объясняется отличающимся слоевым сопротивлением исследуемых слоёв. Предполагается, что различие амплитуд ЭНЭ можно объяснить различной величиной константы Q_M .

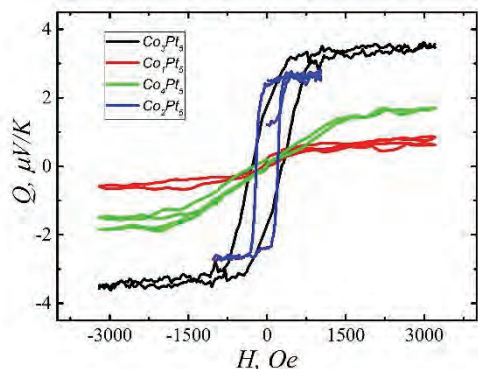


Рис. 2. Магнитополевая зависимость ЭНЭ в плёнках CoPt_5

Аналогичные исследования проводились на плёнках сплава Fe-Mn-C. Была подготовлена серия структур, отличающихся между собой температурой роста (Таблица 1). Структура 4 была получена при тех же технологических параметрах, что и структура 3, но с увеличенной концентрацией Mn.

Таблица 1. Список структур

Структура	Температура роста, °C	Состав
1	250	Fe-Mn-C
2	400	Fe-Mn-C
3	500	Fe-Mn-C
4	500	Fe-Mn-C + Mn

На рисунках 3 и 4 показаны магнито-термоэлектрические зависимости ЭХ и ЭНЭ соответственно.

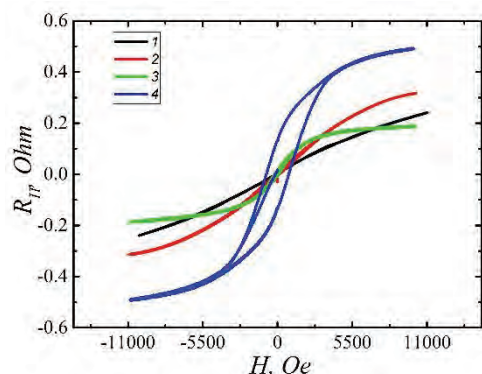


Рис. 3. Магнитополевая зависимость ЭХ в плёнке сплава Fe-Mn-C

Анализируя магнито-термоэлектрические зависимости сопротивления Холла для плёнок Fe-Mn-C можно заключить, что с увеличением температуры роста структуры увеличивается вклад аномальной составляющей эффекта, что связано с ориентацией вектора

намагниченности структуры относительно плоскости плёнки. При низких температурах роста формируется плёнка, в которой ось лёгкого намагничивания лежит в плоскости, тогда как увеличение температуры роста приводит к развороту вектора намагниченности и появлению перпендикулярной компоненты.

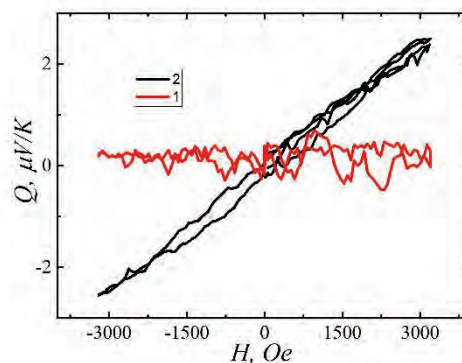


Рис. 4. Магнитополевая зависимость ЭНЭ в плёнке сплава Fe-Mn-C

Данный факт наиболее наглядно проявляется на магнито-термоэлектрических зависимостях ЭХ в структурах 2-4. Наличие компоненты намагниченности в перпендикулярном направлении приводит к появлению АЭНЭ, что было показано на структуре 2.

Выводы

Показано доминирование аномальной составляющей в магнито-термоэлектрических зависимостях напряжений Холла и Нернста-Эттинггаузен в слоях CoPt .

Для сплавов Fe-Mn-C продемонстрирована зависимость магнитных свойств от технологических параметров роста. Отмечено, что появление небольшой компоненты вектора намагниченности в перпендикулярном направлении приводит к возникновению термомагнитного эффекта.

Работа выполнена при поддержке РФФ 17-79-20173.

Литература

1. А.Д. Арсеньева и др., ФТТ, 33, 5, с.1443 (1991).
2. Е.И. Кондорский. Письма в ЖЭТФ, 10, с.78 (1969).
3. Р.П. Васильева. Физика металлов и металлургия, т.90, №1, с. 108 (2000).
4. А.В. Кудрин. ФТТ, 59, 11, с.2200 (2017).
5. Yu.M. Kuznetsov. IOP Conf. Series, 993, p. 012015 (2018)

Эффект передачи спин вращающего момента, как отклик неравновесной системы на внешнее возмущение

И.И. Ляпилин^{1, 2}

1 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108.

2 Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

*lyapilin@imp.uran.ru

Рассмотрена схема построения неравновесного распределения необходимого для нахождения отклика неравновесной системы на дополнительное внешнее возмущение. Проведено микроскопическое рассмотрение эффекта передачи спин-вращающего момента, как отклика неравновесной спиновой системы на внешнее возмущение.

Введение

При решении задач физической кинетики и вычисления различных кинетических коэффициентов используется хорошо разработанная теория линейного отклика *равновесной системы* на внешнее возмущение. Кинетические коэффициенты при этом выражаются через равновесные корреляционные функции. Задачи такого рода решаются исключительно с использованием кинетических уравнений, в то время как методы неравновесной статистической механики практически не используются. Однако ситуация меняется радикальным образом, когда требуется найти *отклик неравновесной системы* на дополнительное внешнее возмущение. Решение такого рода задач требует привлечения методов неравновесной статистической механики. Очевидно, что кинетические коэффициенты в этом случае должны выражаться через корреляционные функции, вычисление которых требует использования неравновесного распределения [1].

Типичным примером, где реализуется такая ситуация, является эффект передачи спин-вращающего момента, который реализуется при пропускании спин-поляризованного тока, формируемого тем или иным способом в немагнитном металле, через ферромагнитный слой. При прохождении спинового тока (неравновесная спин-поляризованная система электронов проводимости) через проводящий ферромагнитный слой обменное взаимодействие между электронами проводимости и локализованными магнитными моментами ферромагнетика выстраивает спиновую поляризацию электронов вдоль намагниченности ферромагнетика. При этом в зависимости от внешних условий становится возможна передача части углового момента между

рассматриваемыми системами (спиновой подсистемой электронов проводимости и системой локализованных моментов). Обычно этот эффект рассматривается в рамках феноменологического описания с использованием уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Однако микроскопическое описание данного эффекта требует привлечения методов неравновесной статистической механики.

На основе метода неравновесного статистического оператора (НСО) нами рассмотрена схема построения неравновесного распределения необходимого для нахождения такого отклика. Впервые проведено микроскопическое рассмотрение эффекта передачи спин-вращающего момента, как отклика неравновесной системы на внешнее возмущение.

Граничное условие и вид НСО

Важную роль в построении НСО играет граничное условие, которому должен удовлетворять статистический оператор в момент включения внешних воздействий. При этом роль граничного условия сводится к тому, что с его помощью отбирается определенный (запаздывающий) тип решения уравнения Лиувилля. Неравновесный статистический оператор удовлетворяет при этом уравнению Лиувилля с бесконечно малым источником в правой части, что в идеализированной форме учитывает контакт системы с термостатом.

При воздействии внешнего возмущения на неравновесную систему в ней реализуется новое неравновесное состояние, которое в общем случае не может быть описано в терминах старого базисного набора операторов. Требуется расширить этот набор, добавив в него как новые операторы, так и

новые термодинамические параметры. Очевидно, что в рассматриваемом пределе ($t \rightarrow -\infty$) неравновесное распределение $\rho(t)$ должно перейти в другое неравновесное распределение $\rho'(t)$, а не в квазиравновесное $\rho^q(t)$, как это имеет место в отклике равновесной системы на внешнее возмущение.

В случае линейного отклика равновесной системы на внешнее возмущение неравновесный статистический оператор имеет вид

$$\rho(t) = \varepsilon \int_0^t dt' e^{\varepsilon t'} e^{iL t'} \rho^q(t+t'), \quad \varepsilon \rightarrow +0, \quad (1)$$

$$\exp(itL)A = \exp(itH/\hbar) A \exp(-itH/\hbar), \quad iLA = (i\hbar)^{-1}[A, H]$$

$\rho^q(t) = \exp\{-S(t)\}$, $S(t)$ – оператор неравновесной энтропии.

Явное выражение для неравновесного распределения, которое характеризует отклик неравновесной системы можно представить в виде

$$\rho(t) = \rho^1(t, 0) - \int dt_1 \exp\{(\varepsilon + iL)t_1\} iL \rho^1(t+t_1, 0), \quad (2)$$

где $iL_v A = (i\hbar)^{-1}[A, H_v]$. H_v – внешнее возмущение.

$$\rho^1(t, 0) = \varepsilon \int_0^t dt_1 \exp\{(\varepsilon + iL)t_1\} \rho^0(t+t_1, 0) \quad (3)$$

$\rho^0(t, 0)$ – характеризует начальное неравновесное распределение системы.

Метод расчета

Исходное неравновесное распределение рассматриваемой системы может быть получено различными способами, например, пропусканием электрического тока через ферромагнитный металл. На выходе мы будем иметь спин-поляризованный ток: $J_e = (N^\uparrow + N^\downarrow)eV_d$, $N^\uparrow \neq N^\downarrow$, V_d – скорость дрейфа электронов, $N = N^\uparrow + N^\downarrow$ – концентрация электронов проводимости. Спиновый ток определяется выражением $J_s = (N^\uparrow - N^\downarrow)eV_d$. Направление спинов электронов (\uparrow, \downarrow) определяется намагнитченностью ферромагнетика.

Интересуясь эволюцией спиновой системы, запишем оператор неравновесной энтропии $S(t)$, который формирует неравновесное распределение

$$S(t) = \Phi + \beta(H_s - \mu^i N^i + H_L + H_{eL}), \quad \mu^i N^i = \mu_0 N + \Delta_s / 2(N^\uparrow - N^\downarrow)$$

Здесь Φ – функционал Массе-Планка, μ_0 – равновесный химический потенциал, Δ_s – энергия расщепления химического потенциала. H_s – гамильтониан спиновой подсистемы электронов, $H_L + H_{eL}$ – гамильтониан решетки и взаимодействия электронов с решеткой.

Отклик неравновесной спиновой системы электронов на дополнительное возмущение, возникает при

прохождении спин-поляризованного тока через вторую ферромагнитную систему, направление намагнитченности которой не коллинеарно направлению намагнитченности первого ферромагнетика. Оператор неравновесной энтропии в этом случае имеет вид

$S(t) = \Phi + \beta(H_s - \mu^i N^i + H_L + H_{eL} + H_m + H_{sm})$, где H_m – гамильтониан локализованных магнитных моментов. H_{sm} – обменное взаимодействие между электронами проводимости и локализованными моментами ферромагнетика

$H_{sm} = -J \sum_{kk'q} \{S_q^- a_{k\uparrow}^+ a_{k\downarrow} + S_q^+ a_{k\downarrow}^+ a_{k\uparrow} + S_q^z (a_{k\uparrow}^+ a_{k\uparrow} - a_{k\downarrow}^+ a_{k\downarrow})\}$ которое выступает в качестве дополнительного возмущения спиновой подсистемы электронов. $a_{k\uparrow}^+, a_{k\downarrow}^+$ – операторы рождения и аннигиляции электронов с определенным значением спина.

Обменное взаимодействие содержит как упругие процессы рассеяния электронов на локализованных спинах, сохраняющие ориентацию спина, так и неупругие, происходящие с переворотом спина электрона и рождением (или аннигиляцией) магнонов. Неупругая часть обменного взаимодействия приводит к передаче углового момента между электронами и магнонами (угловой момент, теряемый спиновой системой электронов проводимости перетекает в подсистему локализованных моментов)

Вычисляя коммутатор $\dot{N}_{sm}^\sigma = (i\hbar)^{-1}[\sum_k a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma}, H_{sm}]$, найдем выражение для оператора спинового тока:

$$J_s = (iJ/\hbar) \sum_{kk'q} \{S_q^- a_{k\uparrow}^+ a_{k\downarrow} - S_q^+ a_{k\downarrow}^+ a_{k\uparrow}\} \quad (4)$$

Используя явные выражения для неравновесного распределения (2), (3), возмущения H_{sm} и спинового тока (4) мы вычислили отклик неравновесной системы на внешнее возмущение, которое и определяет эффект передачи спин-вращательного момента неравновесной системы.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема ”Spin” No AAAA-A18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проект No. 19-02-00038/19).

Литература

1. Н. М. Bikkin, I. I. Lyapilin, Non equilibrium thermodynamics and physical kinetics, (Walter de Gruyter GmbH, Berlin 2014, p. 359).

Полярный эффект Керра в нормальном состоянии оксидов меди

Л.С. Мазов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, филиал ФИЦ «Институт прикладной физики РАН», ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
mazov@ipm.sci-nnov.ru

Проведен детальный анализ магнитооптических данных по измерению полярного эффекта Керра в оксидах меди в широком диапазоне температур. Показано, что появление ферромагнитного вклада в магнитооптических данных согласуется с полученными нами ранее результатами анализа магнитоинтерференционных данных для оксидов меди, в частности с обнаружением аномального эффекта Холла. Результаты описаны с использованием модели Келдыша-Копеева.

Введение

Хотя свидетельства магнитного (АФ ВСП) фазового перехода в нормальном состоянии оксидов меди были получены довольно давно [1,2], и подтверждены затем нейтронными измерениями [3], обнаружение полярного эффекта Керра в этих материалах при температурах ниже температуры начала этого перехода T^* (см., [4,5] и ссылки там) было неожиданным. Дело в том, что недопированные оксиды меди являются слоистыми антиферромагнитными диэлектриками (с $T_N \sim 300-500$ К), а при допировании, появившиеся в CuO_2 -слоях подвижные носители заряда образуют проводящие нанострайпы, являющиеся фактически доменными стенками между антифазными, антиферромагнитно-упорядоченными нанострайпами (доменами), сохранившимися от исходной, недопированной антиферромагнитной структуры.

Анализ магнитооптических данных

Полярный эффект Керра, как известно, приводит к вращению плоскости поляризации линейно поляризованного падающего света при отражении от поверхности ферромагнитного материала, причем керровское вращение прямо соотносится с намагниченностью M материала в данной области (см. рис.1). Другими словами, было обнаружено [5], что магнитный (АФ ВСП) переход в оксидах меди характеризуется также и ферромагнитной компонентой, нормальной к поверхности CuO_2 -слоев.

Величина эффекта может быть определена с помощью выражения для угла Керра θ_K (см., напр., [5])

$$\theta_K \approx 4\pi \sigma_{xy}''(\omega) / n(n^2 - 1)\omega, \quad (1)$$

где ω - частота излучения, n - комплексный показатель преломления, σ_{xy}'' - мнимая часть комплексной проводимости.

Магнитуда керровского вращения (~ 1 мкрад), обнаруженного в оксидах меди, на 4-5 порядков меньше по сравнению с другими itinerantными ферромагнитными (ФМ) оксидами, указывая, что в эксперименте измеряется только очень малая («ферромагнитно-подобная») компонента магнитного перехода. Такие высокочувствительные магнитооптические измерения (30 нанорад) при криогенных температурах стали возможны только с использованием прецизионного интерферометра (длина волны 1550 нм) [4,5]. Проведенные исследования показали, что сигнал Керра растет от нуля при температуре $T^* \sim 155$ К, достигая величины порядка ~ 500 нанорад при температуре завершения АФ ВСП перехода (см. рис.2в).

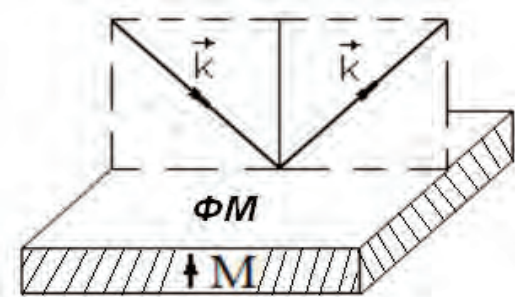


Рис. 1. Схема полярного эффекта Керра (см. [5])

Выше температуры T^* сигнала Керра не наблюдается (с точностью до чувствительности использованной схемы). Хотя для объяснения этого эффекта в оксидах меди был выдвинут ряд теорий, например, на основе нарушения симметрии обращения

времени при наблюдаемом переходе [4,5], однако вопрос до сих пор остается открытым. В настоящей работе показано, что поведение сигнала Керра в оксидах меди вполне согласуется с картиной магнитного (АФ ВСП) фазового перехода [1-3], описываемого моделью перехода металл-диэлектрик (Келдыш-Копяев, 1964) [6]. Появление ферромагнитной компоненты при этом переходе в оксидах меди может быть обусловлено структурной трансформацией в CuO_2 -слоях.

Сравнение с магниторезистивными данными и анализ модели

Такое предположение согласуется с кюри-вейссовским поведением постоянной Холла - аномальный эффект Холла, и его анизотропией, наблюдаемой при $T > T^*$ [1,2]. Этот эффект возникает из-за косоугольного рассеяния (skew scattering) элек-

тронов проводимости с помощью так называемых температурно-индуцированных (ТИ) локализованных магнитных моментов (ЛММ) - в купратах такие ЛММ соответствуют высокотемпературному режиму флуктуаций локальной спиновой плотности в системе итинерантных электронов (подробнее, см., напр.[1,2]). Появление таких ЛММ приводит к вкладу Кюри - Вейсса в магнитную восприимчивость $\chi(T)$, так что температурная зависимость полного коэффициента Холла R_H^{tot} может быть представлена как [1,2]

$$R_H^{tot} = R_H^0 + R_H^s \chi(T) \quad (2)$$

где R_H^0 - обычный коэффициент Холла для немагнитных материалов, R_H^s - коэффициент аномального эффекта Холла. Результаты магниторезистивных измерений в купратах приведены на рис.2а,б.

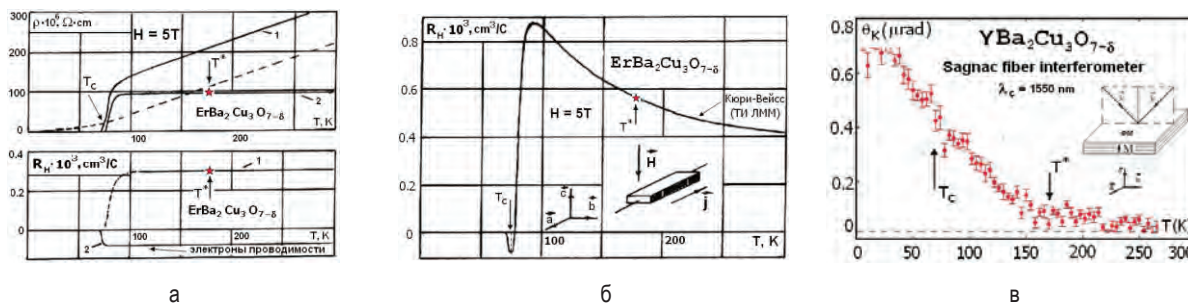


Рис. 2. Свидетельства ФМ вклада в магниторезистивные (а,б) [1,2] и магнитооптические (в) [4,5] измерения в купратах

Обсуждение и выводы

Появление ферромагнитного вклада в аномальный эффект Холла следует из механизма косоугольного рассеяния (skew scattering), обнаруженного нами ранее в купратах (см., напр., [1,2]). Это рассеяние приводит к кюри-вейссовской зависимости при высоких температурах ($T > T^*$) - спин-разупорядоченное состояние (см. рис.2б), что согласуется и с умеренным ростом угла Керра в магнитооптических измерениях (рис.2в). При температуре начала магнитного фазового перехода (отмечено звездочкой на рис.2а,б) ФМ упорядочение возрастает, что отражается и в магнитооптических (рис.2в) и в магниторезистивных (рис.2а,б) данных. Величина аномального вклада в эффект Холла уменьшается как за счет уменьшения интенсивности спиновых флуктуаций с понижением температуры, так и с уменьшением концентрации носителей из-за образования диэлектрической щели (псевдощели) на поверхности Ферми. Величина аномального вклада в эффект

Холла пропорциональна величине магнитного вклада в электросопротивление ρ_m (см. рис.2а). Отсутствие сигнала Керра в оптимально-допированных образцах оксидов меди может быть связано с динамическим (флуктуирующим) характером магнитного порядка в этих образцах, что требует сверхбыстрых и локальных методик (см., напр., [8,9]).

Литература

1. L.S.Mazov // Phys.Lett. 148, 115-118 (1990).
2. Л.С.Мазов // ФНТ 17, 1376-78 (1991).
3. В.Fauque et al. // PRL 96, 197001 (2006).
4. G.Sharma et al. // Phys. Rev. B 93, 075156 (2016).
5. R.-H. He et al. // Science 331, 1579-1583 (2011).
6. L.S. Mazov // J.Super.Nov.Magn. 20, 579-(2007).
7. L.S.Mazov // Phys.Proc. 36, 735-740 (2012).
8. L.S.Mazov // Int.Conf. on Ultrafast Opt. Sci. (Moscow, 2018), Abstr.Book, p.75.
9. L.S.Mazov // J.Super. Nov.Magn. 118, 713 (2005).

Структура и магнетизм сверхрешеток Co/Dy

М.В. Макарова^{1,2}, Е.А. Кравцов^{1,2,*}, В.В. Проглядо¹, Ю.А. Хайдуков^{3,4}, В.В. Устинов^{1,2}

1 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108.

2 Уральский федеральный университет, ул. Мира, 2, Екатеринбург, 620002.

3 Max Planck Institute for Solid State Physics, Stuttgart, 70569 Germany.

4 Max Planck Society Outstation at Heinz Maier-Leibnitz Zentrum, 85748 Garching, Germany.

*kravtsov@imp.uran.ru

Исследовано влияние структурных свойств на формирование перпендикулярной магнитной анизотропии в сверхрешетках Co/Dy. Установлено, что сверхрешетки представляют собой композиционно-модулированный сплав, в котором, с одной стороны, выдерживается строгая периодичность в толщинах и композиции слоев, а с другой стороны, интердиффузия Co и Dy на межслойных границах приводит к периодическому изменению с глубиной концентрации Co и Dy. Показано, что перпендикулярная магнитная анизотропия в Co/Dy обусловлена перпендикулярной ориентацией намагниченности в слоях CoDy, в то время как намагниченность слоев Co ориентирована в плоскости образца.

Введение

Многослойные наноструктуры, образованные чередующимися слоями магнитных редкоземельных и переходных металлов (РЗМ/ПМ) - популярные объекты исследований в современной спинтронике, для которых характерно проявление ряда уникальных магнитных свойств. Во-первых, поскольку магнитные моменты тяжелых РЗМ и ПМ упорядочиваются антипараллельно, а температуры Кюри и магнитные моменты этих металлов существенно различны, то, варьируя толщины слоев и температуры, можно в широких пределах изменять магнитное упорядочение в таких системах, в том числе добиваться компенсации магнитных моментов РЗМ и ПМ подрешеток. Во-вторых, в РЗМ/ПМ наноструктурах со сравнительно тонкими слоями возможно наличие перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА). Магнитные наноструктуры, в которых можно обеспечить магнитную компенсацию и наблюдается ПМА, сегодня широко востребованы в различных устройствах магнитной спинтронки.

Первыми РЗМ/ПМ сверхрешетками, в которых ПМА наблюдалась для сравнительно толстых слоев (до 18 Å), были системы Co/Dy [1]. Недавно нами было показано, ПМА в сверхрешетках Co/Dy может наблюдаться и при более толстых слоях Co и Dy (до 30 Å) в зависимости от микроструктуры образцов [2]. В настоящей работе мы докладываем об исследованиях влияния кристаллической структуры на магнитную анизотропию и магнитное упорядочение сверхрешеток Co/Dy с различными толщинами слоев Co.

Эксперимент

Были исследованы две сверхрешетки [Co(12Å)/Dy(12Å)]₄₀ и [Co(12Å)/Dy(12Å)]₄₀, выращенные методом высоковакуумного магнетронного распыления на монокристаллических подложках (001)Si с буферным слоем Nb толщиной 100 Å и защитным слоем Al толщиной 100 Å. Рост проводился при комнатной температуре, рост многослойной структуры на поверхности буферного слоя Nb начинался со слоя Dy и заканчивался слоем Co. Рентгеноструктурные исследования были выполнены в геометрии параллельного пучка на лабораторном дифрактометре PANalytical Empyrean Series 2 с использованием K_α Co излучения. Магнитометрические измерения выполнены на вибрационном магнетометре Lake Shore 7407 в магнитных полях до 15 кЭ и при температурах от комнатной до 70 К. Измерения рефлектометрии поляризованных нейтронов были выполнены в стандартной θ-2θ геометрии на рефлектометре NREX на исследовательском реакторе FRM II (Гархинг, Германия). Измерения с полным поляризационным анализом проведены на длине волны 4.26 ± 0.06 Å, эффективность поляризатора была 99.99 %, анализатора - 98%.

Результаты и обсуждение

Результаты рентгеновских дифракционных исследований показали, что в сверхрешетках образуется рентгено-аморфная структура. На рисунке 1 представлены результаты рефлектометрических исследований сверхрешеток. Из их обработки установлено, что, с одной стороны, в сверхрешетках сохраняется строгая периодичность, а с другой стороны,

наблюдается значительное перемешивание Dy и Co на межслойных границах, толщина переходного слоя может достигать 8 Å. Таким образом, можно утверждать, что сверхрешетки представляют собой композиционно-модулированный сплав с периодически изменяющейся с глубиной концентрацией Co и Dy.

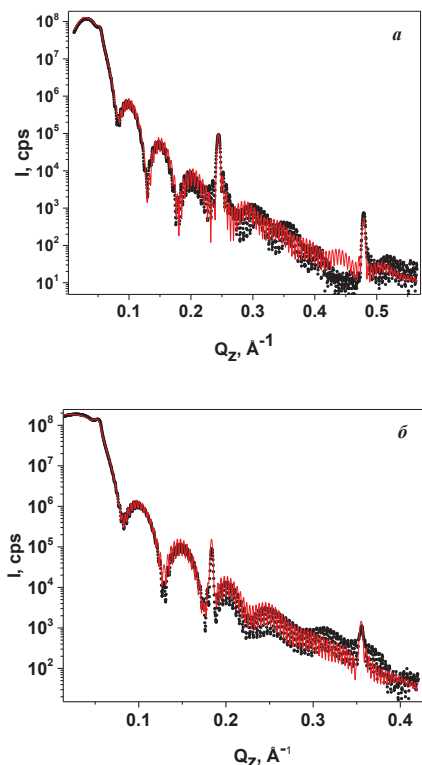


Рис. 1. Кривые рентгеновской рефлектометрии (символы) и результаты их обработки (линии) для сверхрешеток Co(12Å)/Dy(12Å) (а) и Co(30Å)/Dy(12Å) (б)

Магнитные измерения показали, что намагниченность сверхрешетки Co(12Å)/Dy(12Å) при всех температурах ориентирована перпендикулярно поверхности образца, в то время как в образце Co(30Å)/Dy(12Å) она направлена под некоторым углом к нормали. На рисунке 2 представлены результаты измерений рефлектометрии поляризованных нейтронов для обоих образцов, выполненные при температуре 80 К в магнитном поле 1.5 кЭ. Их анализа установлено, что в образце Co(12Å)/Dy(12Å) сплошной слой Co не образуется, а намагниченность CoDy ориентирована перпендикулярно поверхности. В образце Co(30Å)/Dy(12Å) частично образуется сплошной слой Co, намагниченный в плоскости образца, а намагниченность CoDy слоя ориентирована вдоль нормали к поверхности.

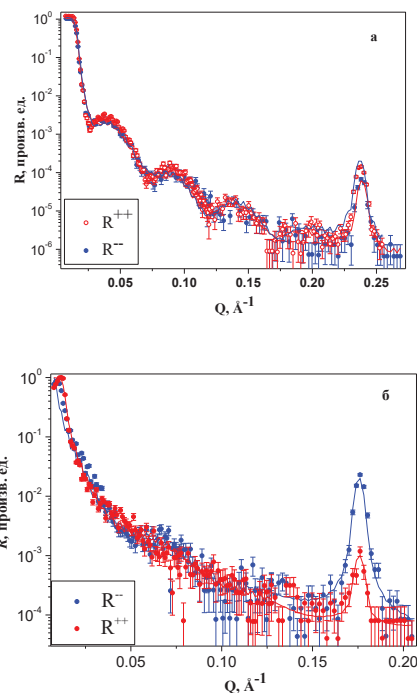


Рис. 1. Кривые рефлектометрии поляризованных нейтронов (символы) и результаты их обработки (линии) для сверхрешеток Co(12Å)/Dy(12Å) (а) и Co(30Å)/Dy(12Å) (б) при $T = 80$ К, $H = 1.5$ кЭ

В заключение, нами установлено, что сверхрешетки Co/Dy представляют собой композиционно-модулированный сплав, в котором, с одной стороны, выдерживается строгая периодичность в толщинах и композиции слоев, а с другой стороны, интердиффузия Co и Dy на межслойных границах приводит к периодическому изменению с глубиной концентрации Co и Dy. Показано, что перпендикулярная магнитная анизотропия в Co/Dy обусловлена перпендикулярной ориентацией намагниченности в слоях CoDy, в то время как намагниченность слоев Co ориентирована в плоскости образца.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема “Спин” № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проект № 20-42-660024).

Литература

1. Z.S. Shan, D.J. Sellmyer, S.S. Jaswal et al. // Phys. Rev. Lett., V. 63, 449 (1989).
2. I.A. Subbotin, E.M. Pashaev, A.L. Vasiliev et al. // Physica B, V. 573, 28 (2019).

Состояния дираковского конуса и магнетизм магнитных топологических изоляторов

Т. Макарова¹, И.И. Климовских¹, Д. Естюнин¹, С. Фильнов¹, А.М. Шикин¹, Е.В. Чулков¹

¹ Санкт-Петербургский Государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

Данная работа посвящена изучению магнитных систем типа MnV_2Te_7 . Кристаллическая структура образцов представлена блоками, состоящими из нескольких слоев с антиферромагнитной связью между ними. Расчеты зонной структуры и измерения демонстрируют наличие топологических поверхностных состояний. Данная работа посвящена исследованию влияния температуры и внешнего магнитного поля на изменение электронной и спиновой структуры магнитных топологических изоляторов.

Введение

В настоящее время активно изучаются материалы с необычными электронными свойствами. Топологические изоляторы (ТИ) представляют большой интерес для нанозлектроники и спинтроники с низким энергопотреблением. Кроме того, появляющиеся топологические квазидвумерные материалы являются перспективными для создания бездиссипативной топологической электроники и топологических квантовых вычислений. Поверхностные состояния топологических изоляторов характеризуются линейной дисперсией $E(k)$, образующей конус Дирака, и защищены от рассеяния благодаря симметрии обращения времени. Магнитное поле нарушает симметрию обращения времени, как следствие, снимается вырождение Крамерса, и происходит формирование запрещенной зоны в топологическом поверхностном состоянии в точке $k = 0$ [1].

Трехмерные и магнитные топологические изоляторы

В случае трёхмерного топологического изолятора приложение локального обменного поля, исходящего от адсорбированного на его поверхности ферромагнитного материала, оказывается намного более эффективным, чем приложение внешнего поля и приводит к возможности экспериментального наблюдения квантового аномального эффекта Холла (КАЭХ) [2]. Более того, теоретически обосновано, что в топологических изоляторах, легированных магнитными атомами, существуют майорановские фермионы и топологическая сверхпроводимость.

Наиболее важным условием, необходимым для осуществления перехода к КАЭХ, является магнитное происхождение образования запрещенной зоны в точке Дирака.

В последнее время активно изучаются антиферромагнитные топологические изоляторы. Одним из наиболее перспективных магнитных ТИ является халькогенид висмута, легированный редкоземельными элементами (Gd). Данный образец характеризуется положением щели на уровне Ферми и антиферромагнитным взаимодействием при температуре ниже температуры Нееля (4-8 К) [3]. Основная идея легирования редкоземельными металлами основана на их исключительных свойствах, таких как большой магнитный момент и сильная спин-орбитальная связь. Собственные магнитные топологические изоляторы – это стехиометрические хорошо упорядоченные магнитные соединения, например, MnV_2Te_4 . Эксперименты подтверждают наличие большой запрещенной зоны в топологических поверхностных состояниях [4].

Заключение

Данная работа посвящена изучению электронной и спиновой структуры как легированных, так и собственных антиферромагнитных ТИ. Исследована электронная структура и магнитные свойства легированного гадолинием топологического изолятора V_2Te_3 с добавлением атомов Sb. Изменение концентрации сурьмы позволяет управлять положением уровня Ферми. Кроме того, изучена электронная и спиновая структура конуса Дирака для собственного антиферромагнитного ТИ – MnV_4Te_7 .

Литература

1. Liu Q. et al. Magnetic impurities on the surface of a topological insulator //Physical review letters. – 2009. – Т. 102. – №. 15. – С. 156603.
2. Chang C. Z. et al. Experimental observation of the quantum anomalous Hall effect in a magnetic topological insulator //Science. – 2013. – Т. 340. – №. 6129. – С. 167-170.
3. Shikin, A. M., et al. Scientific reports 9.1 (2019): 4813.
4. Otrokov, M. M., et al. Nature 576.7787 (2019): 416-422.

Пиннинг доменной стенки в двухслойной нанопроволоке с различным типом магнитной анизотропии слоев

В.Л. Миронов, О.Л. Ермолаева

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

mironov@ipmras.ru

Приводятся результаты микромагнитного моделирования управляемого пиннинга доменной стенки в многослойной ферромагнитной нанопроволоке, состоящей из слоя Co с плоской анизотропией и слоя CoPt с перпендикулярной магнитной анизотропией. Слой CoPt содержит модифицированную область с пониженной анизотропией, которая служит управляемым затвором для доменной стенки, движущейся в слое Co. Изучены особенности процессов пиннинга / депиннинга доменных стенок в зависимости от направления намагниченности в модифицированной области CoPt, а также от геометрических и материальных параметров системы. Обсуждается возможность реализации магнитных логических ячеек, выполняющих операции «И» и «ИЛИ».

Особенности процессов пиннинга/депиннинга в двухслойной нанопроволоке изучались методом микромагнитного моделирования с использованием стандартного симулятора OOMMF (Object Oriented MicroMagnetic Framework) [1]. Исследовалась система, в которой доменная стенка перемещалась во внешнем поле вдоль слоя Co, а пиннирующим элементом являлась область с пониженной анизотропией в слое Co/Pt (рис. 1).

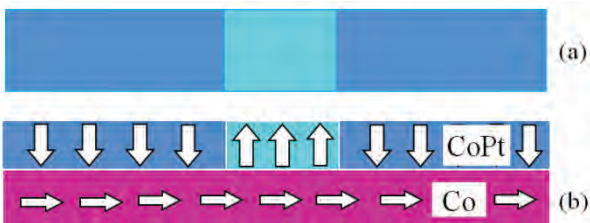


Рис. 1. Двухслойная нанопроволока Co-CoPt. (a) Вид сверху. (b) Вид сбоку

Латеральные размеры системы составляли: длина нанопроволоки 1000 нм, ширина 100 нм. Толщина слоя Co/Pt - 20 нм, размер области с пониженной анизотропией - 150×100 нм. Толщина слоя Co варьировалась в диапазоне 5-40 нм. Были рассчитаны зависимости среднего направления намагниченности в модифицированной области и значений поля депиннинга доменной стенки от величины девиации параметра перпендикулярной анизотропии Co/Pt $\Delta = (K_0 - K)/K_0$ в модифицированной области. Расчеты проводились для четырех значений толщины Co: 5, 10, 20 и 40 нм.

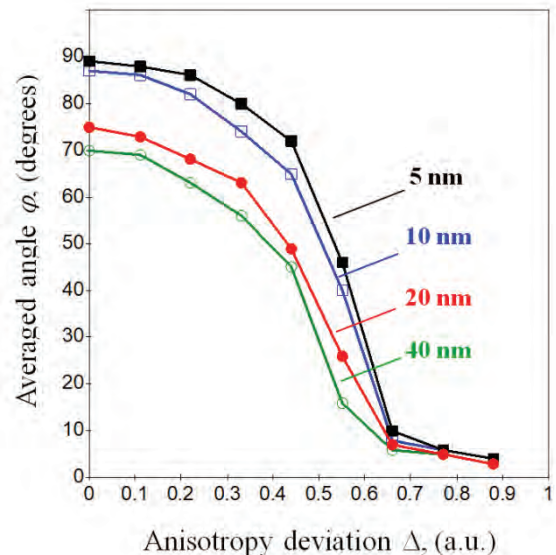


Рис. 2. Зависимости среднего угла между направлением намагниченности и плоскостью образца с различной толщиной слоя Co

В слоях Co толщиной 5 и 10 нм реализовалась поперечная доменная стенка, а в слоях толщиной 20 и 40 нм – вихревая доменная стенка. Показано, что для выбранных параметров системы при уменьшении анизотропии в 2 раза ($\Delta = 0,5$) намагниченность в модифицированной области становится направленной в плоскости нанопроволоки (рис. 2), что сильно изменяет характер взаимодействия доменной стенки с этой областью. Кроме того, для тех же четырех толщин слоев Co были рассчитаны поля депиннинга доменной стенки в зависимости от направления предварительного намагничивания модифицированной области (рис. 3 и 4).

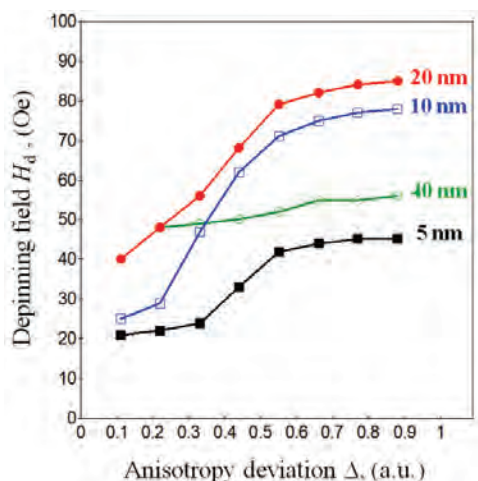


Рис. 3. Зависимости поля депиннинга от девиации параметра анизотропии. Намагничивание модифицированной области противоположно намагнитченности нанопроволоки CoPt

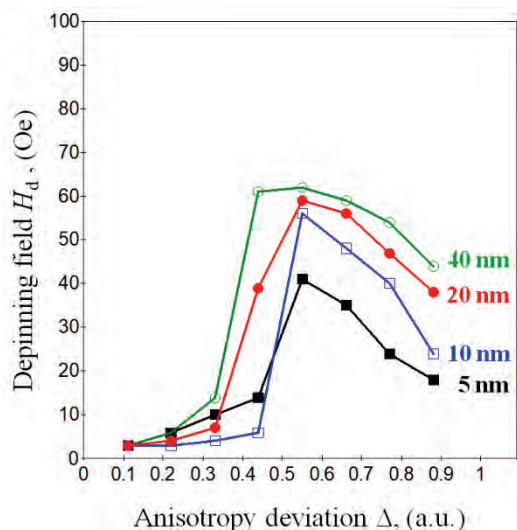


Рис. 4. Зависимости поля депиннинга от девиации параметра анизотропии. Направление намагничивания модифицированной области совпадает с намагнитченностью нанопроволоки CoPt

Показано, что разность значений полей депиннинга существенно зависит от толщины слоя Co и от девиации параметра анизотропии. Оптимальное значение параметра девиации составило $\Delta = 0,9$ и оптимальные толщины составляют 10 нм для поперечной доменной стенки и 20 нм для вихревой доменной стенки. В этом случае наблюдается наибольшая разность между значениями полей депиннинга при различном направлении предварительной намагнитченности модифицированной области (порядка 50 Э), что позволяет реализовать на основе таких структур логические ячейки с управляемыми магнитными затворами.

Table 1
Correspondence Between Direction of Input and Output Magnetization and Logical “0” and “1”

Input CoPt magnetization	Output Co magnetization	Boolean value
\otimes	\rightarrow	“1”
\ominus	\leftarrow	“0”

Входная и выходная информация кодируется направлением намагнитченности в модифицированной области и на свободном конце нанопроволоки в соответствии с таблицей 1. На рис. 5 и 6 показаны ячейки, выполняющие операции «И» и «ИЛИ».

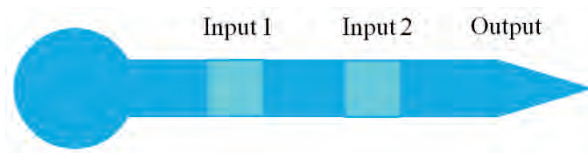


Рис. 5. Логическая ячейка, выполняющая операцию «И»

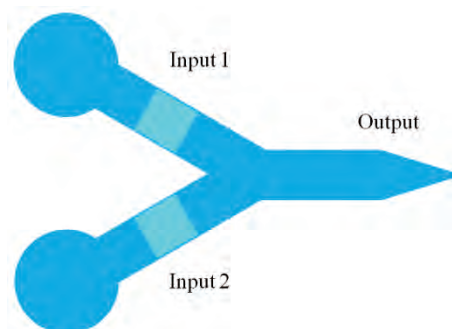


Рис. 6. Ячейка, выполняющая операцию «ИЛИ»

Круглое расширение на левом краю служит для зарождения доменной стенки. Сужение на правом краю служит для увеличения коэрцитивности. Алгоритм работы данных ячеек аналогичен описанному в работе [2].

Работа поддержана РФФИ (проект № 18-02-00247).

Литература

1. M. J. Donahue and D. G. Porter, “OOMMF User’s Guide. National Institute of Standards and Technology,” Gaithersburg, MD, USA. [Online]. Available: <http://math.nist.gov/oommf>.
2. V.L. Mironov, O.L. Ermolaeva, E.V. Skorohodov – IEEE Transactions on Magnetics 52(12), 1100607 1-7 (2016).

Особенности анизотропии и поляризации оптической второй гармоники в планарных наноструктурах на основе кобальта

Т.В. Мурзина^{1,*}, Е.А. Мамонов¹, И.А. Колмычек¹, К.А. Лазарева¹, Д.А. Копылов, А.И. Майдыковский¹, И.Ю. Пашенькин², Н.С. Гусев²

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 62, 119991, Москва.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*murzina@mail.ru

Исследованы магнитоиндуцированные анизотропия и состояние поляризации излучения оптической второй гармоники (ВГ) в структурах на основе пленки кобальта и слоев Ta, Pt, W, MgO толщиной несколько нанометров. Показано, что процесс перемангничивания сопровождается изменением степени поляризации излучения второй гармоники и зависит от магнитной анизотропии структуры.

Введение

Магнитные свойства границ раздела ферромагнитного и немагнитных металлов представляют значительный интерес ввиду возможности наблюдения в них специфических эффектов, определяемых структурой интерфейсов, свойствами граничащих металлов, а также дополнительными взаимодействиями, такими как асимметричное интерфейсное взаимодействие Дзялошинского – Мории, отсутствующие для объемных материалов [1,2]. Ранее было показано, что на границах раздела немагнитного и ферромагнитного металлов, или в тонких слоях тяжелого металла, расположенного на поверхности ферромагнитного, возможно формирование киральных состояний намагниченности, в том числе скирмионов; перпендикулярной магнитной анизотропии, и ряд других особенностей. Изучение таких явлений является нетривиальной задачей ввиду сложности выявления свойств ультратонкого приграничного слоя на фоне более выраженного отклика объема ферромагнитной пленки. В этом аспекте перспективным является применение нелинейно-оптических эффектов второго порядка, таких как генерация оптической второй гармоники (ВГ). Равенство нулю квадратичной нелинейной восприимчивости в объеме centrosymmetric сред в электро-дипольном приближении приводит к локализации основных источников ВГ на интерфейсах и определяет чувствительность метода генерации ВГ для их изучения [3].

В данной работе методом генерации ВГ исследован нелинейно-оптический отклик границ раздела кобальта с тяжелыми металлами. Для таких структур

рассмотрены особенности азимутальной анизотропии и состояния поляризации излучения оптической второй гармоники. Впервые показан эффект обратного циркулярного магнитного дихроизма в отклике ВГ таких структур, значительно превышающий линейный магнитооптический аналог.

Эксперимент

Бислойные пленки Co(20 нм)/ {Pt,Ta,W,MgO}(3нм) и трехслойные наноструктуры на основе этих материалов изготовлены методом магнетронного напыления как на покоящихся, так и вращающихся подложки. В случае подложки, неподвижной в процессе напыления, формировалась анизотропная магнитная структура с осью легкого намагничивания, лежащей в плоскости пленки. При изучении генерации ВГ в качестве накачки было использовано излучение титан-сапфирового лазера (длина волны 826 нм, длительность импульса 50 фс, средняя мощность 50 мВт), которое фокусировалось на образец под углом 45 град. Меридиональное магнитное поле с напряженностью $H \leq 1$ кЭ создавалось электромагнитом, управляемым с компьютера. Отраженное от образца излучение ВГ проходило через светофильтр, подавляющий излучение накачки, анализатор (призма Глана-Тейлора), выделявший линейную смешанную (плоскость поляризации наклонена под 45 град. к p -поляризации, т.н. *mixed*), либо p -поляризованную ВГ, и регистрировалось фотоэлектронным умножителем. В первом случае в эксперименте измерялся магнитоиндуцированный поворот плоскости поляризации волны ВГ; во втором не ожидается изменения интенсив-

ности регистрируемой ВГ для однородно намагничиваемых структур. При изучении состояния поляризации ВГ в канале регистрации был использован компенсатор Бабинэ и анализатор, что позволило измерить зависимости параметров Стокса излучения ВГ от H . Разность интенсивности левой и правой циркулярных поляризаций ВГ, отнесенная к полной интенсивности второй гармоники, дает нормированный параметр Стокса S_3/S_0 , характеризующий степень циркулярной поляризации.

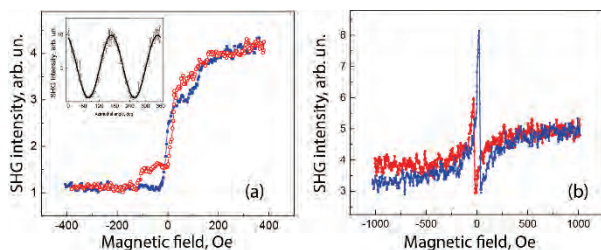


Рис. 1. Зависимость интенсивности ВГ от напряженности магнитного поля для (а) *mixed* и (б) *p*-поляризации излучения ВГ для трехслойной пленки Pt/Co/Ta; ось легкого намагничивания составляет угол 45 град. с приложенным полем. На вставке – азимутальная зависимость интенсивности *p*-поляризованной составляющей ВГ

На Рис. 1,а приведены зависимости интенсивности ВГ от H для *mixed* и *p*-поляризаций второй гармоники в структуре Pt/Co/Ta. Сложная форма петли магнитного гистерезиса ВГ для меридионального магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) на частоте ВГ соответствует перемагничиванию границ раздела Co/Pt и Co/Ta. Для *p*-поляризованной ВГ (Рис. 1,б) резкие выбросы вблизи $H=0$ обусловлены перемагничиванием трехслойной структуры путем разворота намагниченности в плоскости [3].

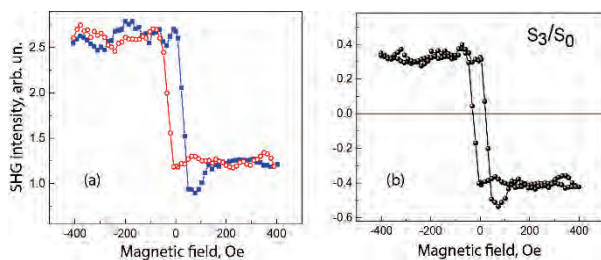


Рис. 2. Зависимости от напряженности магнитного поля для (а) циркулярно-поляризованной компоненты ВГ и (б) значения параметра Стокса, S_3/S_0 , для бислойной пленки Co(20нм)Pt(3нм)

В то же время, наблюдение последовательных минимумов и максимумов интенсивности ВГ в диапазоне значений H , соответствующих области перемагничивания, указывает на противоположные знаки квадратичной восприимчивости двух границ

раздела. Второй особенностью зависимости на Рис. 1(б) является различие значений интенсивности ВГ при положительном и отрицательном насыщающих полях. Аналогичный эффект, отсутствующий для однородно намагниченных структур, наблюдался нами для границ раздела кобальта и платины [3], и указывает на нетривиальное распределение намагниченности в этой области.

Для пленок, напыленных на вращающиеся подложки, одноосной магнитной анизотропии не выявлено. В то же время, «запрещенный» интенсивностный эффект в *p*-поляризованной ВГ также обнаружен. На Рис. 2 приведены зависимости интенсивности циркулярно-поляризованной компоненты ВГ (Рис. 2,а) и вычисленного параметра Стокса S_3 (Рис. 2,б) от H для бислойной структуры Co(20)Pt(3). Видно, что перемагничивание структуры приводит к смене циркулярной поляризации (знака S_3), что типично для меридионального МО-ЭК, а также разным величинам S_3 для полей разных знаков (Рис. 2,б). Это может указывать на наличие киральной интерфейсной намагниченности, дающей постоянный вклад в соответствующую циркулярно-поляризованную компоненту ВГ.

Заключение

Таким образом, показано, что наличие в бислойных пленках оси легкого намагничивания приводит к анизотропии отклика второй гармоники, а измерение гистерезисов ВГ позволяет выявить механизм переключения намагниченности. Обнаружен эффект обратного циркулярного дихроизма на частоте ВГ в планарных структурах на основе кобальта, его величина достигает нескольких десятков процентов для пленок разного композиционного состава.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-20103, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. K.W. Kim et al. //Phys. Rev. Lett., V. 111, 216601 (2013).
2. A. Fert et al. //Nature Reviews Mat., V. 2, 17031 (2017).
3. И.А. Колмычек и др.//ЖЭТФ, т. 157, вып. 3, (2020).

Массивы нанокompозитных мемристоров для нейроморфных приложений

К.Э. Никируй¹, А.В. Емельянов^{1,2}, И.А. Суражевский¹, А.В. Ситников¹, В.В. Рыльков¹, В.А. Демин^{1,2}

¹ Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, 123182

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141700

*NikiruyKristina@gmail.com

В работе изучены нанокompозитные мемристоров на основе $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})_x(\text{LiNbO}_3)_{1-x}$. Получена зависимость изменения проводимости от амплитуды и длительности импульсов. На основе результатов измерений продемонстрирована возможность изменения проводимости по типу пластичности, зависящей от времени спаек. Результаты работы могут быть использованы для создания нейроморфных систем, способных к обучению без учителя.

Введение

В настоящее время актуально дальнейшее развитие нейроморфных систем (НС) в связи с их эффективностью при решении антропоморфных задач (распознавание образов и речи, решение задач, прогнозирование и т.д.) [1]. Для разработки аппаратных НС необходимы детальные исследования мемристоров (резисторов с памятью), применяемых в качестве синаптических весов. В данной работе исследованы нанокompозитные мемристоров на основе $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})_x(\text{LiNbO}_3)_{1-x}$ и возможность их применения в импульсных НС.

Образцы и методы

Образцы нанокompозита $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})_x(\text{LiNbO}_3)_{1-x}$ (НК) были получены методом ионно-лучевого распыления в атмосфере азота. При этом, давление азота менялось с $2.2 \cdot 10^{-5}$ до $1.0 \cdot 10^{-5}$ Торр в процессе осаждения НК. Изготовление образца включало три этапа, а именно нанесение нижнего электрода (Cr/Cu/Cr) на ситалловую подложку, CFB-LNO НК и верхнего электрода (Cr/Cu/Cr, $0.5 \times 0.2 \text{ мм}^2$).

Электрические измерения проводились с использованием многофункционального источника-измерителя NI PXIe-4140 (National Instruments) и аналитической зондовой станции PM5 (Cascade Microtech). Импульсы генерировались с помощью модуля аналогового вывода PXIe-6738. Для чтения и записи к мемристору через ключи подключались источник-измеритель и модуль аналогового вывода, соответственно. Приложение импульсов напряжения и измерение тока проводились с помощью специально разработанного программного обеспечения LabVIEW.

Результаты и обсуждение

Исследованные структуры CFB-LNO НК демонстрируют стабильное резистивное переключение (РП) (Рис.1). Ранее были измерены мемристивные характеристики данных структур, такие как: устойчивость к переключениям (10^6), время сохранения состояния ($>10^4$ с), соотношение сопротивлений в низко- и высокопроводящих состояниях ($R_{\text{off}}/R_{\text{on}} > 100$) и пластичность (точность заданного состояния лучше 1%) [2]. Приведенные характеристики позволяют рассматривать НК мемристоров в качестве аналогов синапсов в НС.

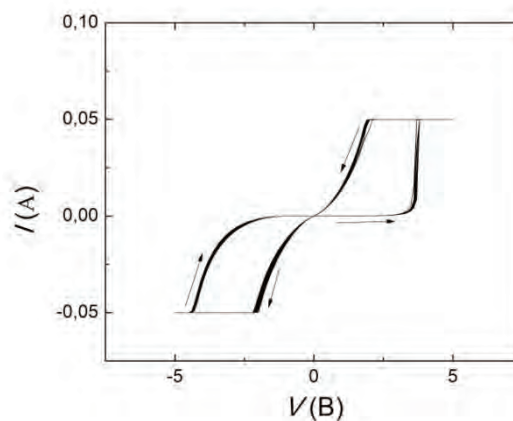


Рис. 1. ВАХ НК мемристора

В данной работе изучено переключение мемристоров импульсами с различной длительностью и амплитудой из высокоомного состояния (Рис.2). По рисунку видно, что минимальное время переключения составляет 5 мс. При этом увеличение длительности импульса приводит к увеличению изменения проводимости. При напряжении от 5 В до 10 В, что соответствует большему напряжению пе-

реключения по ВАХ (рис.1), изменение проводимости не зависит от напряжения.

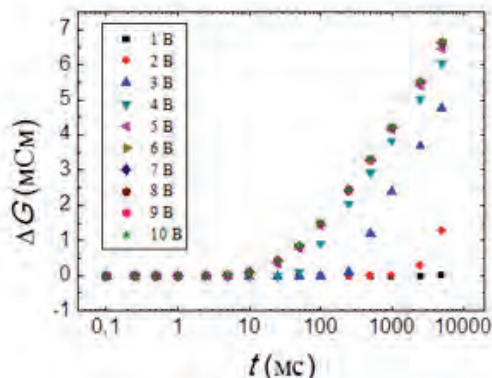


Рис. 2. Зависимость абсолютного изменения проводимости от длительности и амплитуды импульсов

Одним из перспективных правил обучения НС является пластичность, зависящая от времени спайка (STDP) [3]. В биологических системах синхронизация пре- и постсинаптических спайков определяет не только амплитуду, но и знак изменения синаптического веса. В результате классическая STDP имеет асимметричную форму окна: взаимодействие спайков с положительной задержкой приводит к увеличению веса, тогда как отрицательная задержка приводит к уменьшению веса. Исходя из рис.2 реализация STDP для НК мемристоров возможна с использованием спайков с амплитудой более 2 В и длительностью половины спайка более 5 мс.

На рис.3 показан пример STDP для НК мемристора с использованием спайков пилообразной формы амплитудой 3 В и длительностью 60 мс. Данная зависимость качественно повторяет биологическую и может быть использована для создания НС, способных к обучению без учителя.

Таким образом, в работе показано РП для мемристоров на основе $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.4}\text{B}_{0.2})_x(\text{LiNbO}_3)_{1-x}$. Изучена зависимость изменения проводимости в зависимости от длительности и амплитуды импульсов. На основе полученных данных продемонстрирована возможность изменения проводимости по типу STDP.

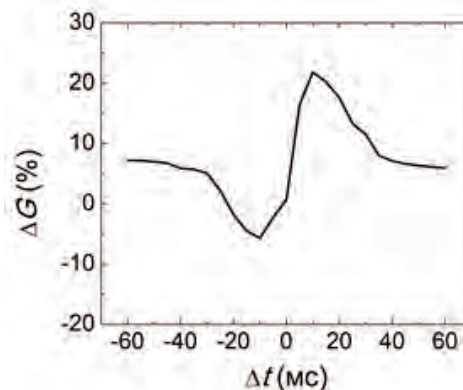


Рис. 3. Окно STDP для НК мемристора: зависимость относительного изменения проводимости от времени задержки между спайками

Работа выполнена при поддержке РФФИ 16-19-10233

Литература

1. Wang J., Zhuge F. // Adv. Mater. Technol. 2019. P. 1800544.
2. Nikiruy K.E., Emelyanov A. V., Demin V.A., Sitnikov A.V., Minnekhanov A.A., Rylkov V. V., Kashkarov P.K., Kovalchuk M. V. // AIP Adv. 2019. Vol. 9. P. 065116.
3. Prezioso M., Merrih-Bayat F., Hoskins B.D., Likharev K., Strukov D.B. // Sci. Rep. 2016. Vol. 6. P. 21331.

Генерация ЭДС бегущими поверхностными магнитостатическими волнами в микроструктурах YIG/n-InSb и YIG/Pt

Ю.В. Никулин^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, М.Е. Селезнев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, С.Л. Высоцкий^{1,2}, Е.С. Павлов¹, А.В. Кожевников¹, Ю.А. Филимонов^{1,2,3*}

1 Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 СГУ им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 СГТУ им. Гагарина Ю.А., ул. Политехническая 77, Саратов, 410054

*yuri.a.filimonov@gmail.com

Исследованы эффекты генерации ЭДС бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ) в микроструктурах на основе пленок железоиттриевого граната (YIG): YIG/n-InSb и YIG/Pt. Показано, что в микроструктурах YIG/n-InSb величина U генерируемой ЭДС растет с увеличением волнового числа ПМСВ k и достигает максимальных значений U_{\max} вблизи коротковолновой границы спектра ПМСВ. В структурах YIG/Pt вид зависимости ЭДС от волнового числа $U(k)$ определяется в значительной степени толщинами пленок YIG и Pt, поскольку с этими параметрами связан характер влияния Pt на дисперсию и потери ПМСВ. Если характер влияния пленки Pt близок к «полупроводниковому», то вблизи длинноволновой границы спектра ПМСВ наблюдается дополнительный пик ЭДС, величина которого U' в нашем случае составляла $\approx 60\%$ от U_{\max} . В случае, когда Pt вносит существенные потери в коротковолновой части спектра ПМСВ, то наблюдается лишь один пик ЭДС U' вблизи длинноволновой границы спектра ПМСВ. При этом величина U' может модулироваться (до 100%) за счет изгибных деформаций структуры. Показано, что при мощности ПМСВ P больше порога параметрической неустойчивости P_n ($P > P_n$) вольт-ваттная чувствительность структуры ($S=U/P$) снижается.

Введение

Важной задачей исследований, направленных на создание энергоэффективной элементной базы на принципах спинтроники и магноники, является проблема эффективного взаимного преобразования спинового и электрического тока на границе магнитный диэлектрик-проводник [1]. В работах [2-5] на примере структур железоиттриевый гранат (YIG)-платина (Pt) было показано, что эффективность такого преобразования существенно возрастает при укорочении длины спиновой волны (СВ) или при возникновении параметрической неустойчивости СВ в пленках YIG, сопровождаемой рождением параметрических волн в существенно коротковолновой (обменной) части спектра. Необходимо отметить, что эксперименты по детектированию спинового тока в условиях когерентной СВЧ накачки выполнялись либо в условиях близких к возбуждению ферромагнитного резонанса [2-4], либо при возбуждении СВ с волновыми числами $k < 200 \text{ см}^{-1}$ с помощью микрополоскового преобразователя шириной $w=100 \text{ мкм}$ на котором размещалась исследуемая структура YIG/Pt [5]. Между тем хорошо известно, что с помощью узких ($w < 10 \text{ мкм}$) микрополосковых преобразователей изготовленных непосредственно на поверхности пленки YIG удается возбуждать СВ с длиной волны в единицы

микрон ($k > 10^3 \text{ см}^{-1}$) [6]. Следовательно, с точки зрения создания эффективных детекторов спинового тока значительный интерес представляют структуры, где на поверхности пленки YIG помимо немагнитного проводящего слоя будут располагаться пара преобразователей для возбуждения и приема СВ, обеспечивающих возбуждение коротких СВ. В работе приводятся результаты исследования эффекта генерации ЭДС бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ) в микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb.

Отметим, что эффекты генерации ЭДС в структурах YIG/n-InSb ранее исследовались как для случая составных [7,8], так и монолитных [9] структур. Здесь мы сопоставили эффекты генерации ЭДС в структурах YIG/Pt и YIG/n-InSb.

Структуры и результаты

Исследовались два типа структур на основе Pt: I и II. Геометрия структуры YIG/Pt(I) и структуры YIG/n-InSb была идентичной и проиллюстрирована на рисунке 1. Для их изготовления на поверхность пленки YIG напылялась пленка n-InSb или Pt. Для структуры YIG/n-InSb использовалась пленка YIG толщиной 8 мкм, а для YIG/Pt – 14.6 мкм. Пленка n-InSb была выращена термическим распылением,

имела толщину ≈ 500 нм, подвижность $\mu \approx 20000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ и концентрацию электронов $n_e \approx 5.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Пленки Pt толщиной 8 мкм наносилась магнетронным распылением. Затем методами фотолитографии и ионного травления из полученных пленок n-InSb и Pt формировались прямоугольные элементы шириной 110 мкм и длиной $L=230, 430, 630$ и 800 мкм. Далее с использованием магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления формировались медные контакты и подводящие линии к элементам n-InSb и Pt, а также микроантенны шириной ≈ 10 мкм и длиной ≈ 110 мкм для возбуждения и приема ПМСВ.

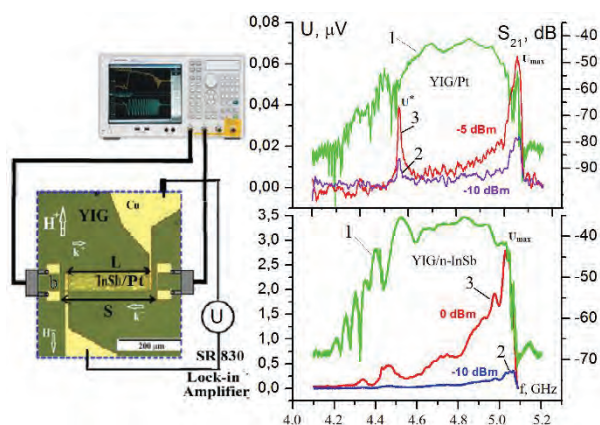


Рис. 1. Фотография структур YIG/n-InSb, YIG/Pt (I) и схема эксперимента. Кривые 1 – спектры передачи ПМСВ $S_{21}(f)$. Кривые 2 и 3 – частотные зависимости ЭДС $U(f)$ при $P=1$ мВт и 100 мкВт, соответственно

На рисунке 1 приведены спектры передачи ПМСВ $S_{21}(f)$ и частотные зависимости ЭДС $U=U(f)$ в структурах YIG/Pt(I) и YIG/n-InSb. Видно, что ЭДС в структурах достигает максимальных значений U_{\max} в коротковолновой части спектра. Однако в структурах YIG/Pt(I) наблюдается дополнительный пик ЭДС $U^* \leq 0.6U_{\max}$ вблизи длинноволновой границы спектра ПМСВ. ЭДС линейно росла с мощностью ПМСВ P . Однако при превышении порога параметрической неустойчивости зависимость $U=U(P)$ становилась нелинейной, что отличается от результатов [3,4]. Поведение $U(f)$ в коротковолновой части спектра ПМСВ имеет для структур YIG/Pt(I) и YIG/n-InSb схожий характер, что позволяет структуру YIG/Pt(I) охарактеризовать как структур «полупроводникового» типа.

Кроме того, была изготовлена слоистая структура YIG/Pt(II), полученная напылением на пленку YIG толщиной 3.6 мкм пленки Pt толщиной 15 нм. Для возбуждения ПМСВ и наблюдения эффекта генерации ЭДС такая структура, аналогично [9], при-

кладывалась к микрополосковым антеннам шириной 30 мкм и длиной 4 мм, которые были размещены на расстоянии 5 мм.

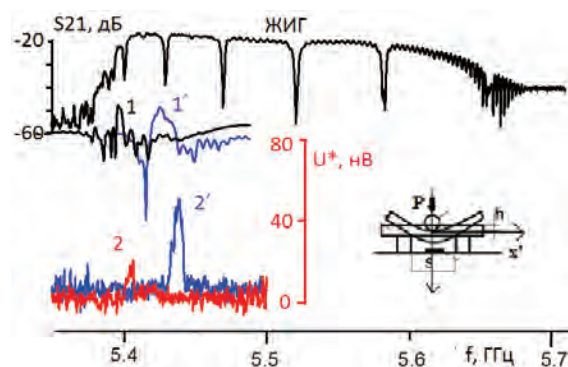


Рис. 2. Спектр передачи $S_{21}(f)$ пленки YIG толщиной 3.6 мкм без Pt. Кривые 1 и 1' спектры передачи в структуре YIG/Pt(II). Кривые 2 и 2' ЭДС в структуре YIG/Pt(II). Кривые 1' и 2' получены в структуре YIG/Pt(II), подвергнутой изгибной деформации растяжения, см. вставку к рисунку

На рисунке 2 приведены частотные зависимости спектров передачи ПМСВ $S_{21}(f)$ и ЭДС $U(f)$ в структурах YIG/Pt(II). Здесь же приведен спектр передачи пленки YIG без Pt. Видно, что пленка Pt приводит к заметному росту потерь ПМСВ, что согласуется со случаем сильно поглощающего проводящего слоя [10]. ЭДС в структуре YIG/Pt(II) наблюдается только вблизи длинноволновой границы спектра ПМСВ в полосе $\Delta f \approx 20$ МГц. При этом изгибные деформации структуры (см. вставку к рисунку 2) могут сдвигать область наблюдения ЭДС на частоты больше Δf , см. кривые 2 и 2'.

Работа поддержана грантами РФФИ № 19-37-90099 и № 20-07-00968_a.

Литература

1. A.V. Chumak *et al* // Nat. Phys., 11, 453 (2015).
2. C. W. Sandweg *et al* // APL, 97, 252504 (2010).
3. H. Kurebayashi *et al* // Nat. Mat., 10, 660 (2011).
4. C. W. Sandweg *et al* // PRL, 106, 216601 (2011).
5. M. Balinsky *et al* // IEEE Magn. Lett., 6, 3000604 (2015).
6. Y.V. Khivintsev *et al* // APL, 106, 052407 (2015).
7. B. Schneider // Phys. Stat. Sol., 23, 187 (1974).
8. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман // РЭ, 23, 897 (1978).
9. С.Л. Высоккий, и др. // РЭ, 31, 411 (1986).
10. А.Г. Веселов и др. // РЭ, 39, 2067 (1994).

Исследование изменения доменной структуры CoNi микрочастиц под действием механического напряжения

Н.И. Нургазизов*, Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, А.П. Чукланов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

*niazn@mail.ru

Было проведено изучение магнитной структуры планарных CoNi микрочастиц, имеющих квадратную форму. Было показано, что в свободном состоянии частицы с латеральными размерами 25 и 11 мкм имеют мультидоменную структуру, а 8-ми микронные частицы четырехдоменную. Под действием механического растяжения происходит увеличение размеров доменов с направлением намагниченности перпендикулярным направлению растяжения. Изменение магнитной структуры при этом зависит от действующего механического напряжения и размеров частицы.

Введение

Магнитоупругий эффект (эффект Виллари) приводит к изменению магнитных свойств микроструктур под действием механического напряжения. В частности, для многодоменных планарных микрочастиц могут изменяться размеры доменов. По этим изменениям при условии, что механическое напряжение в частице является одноосным, можно попытаться оценить его величину. А при исследовании массива одинаковых планарных частиц, равномерно расположенных на поверхности образца, можно визуализировать распределение механического напряжения в приповерхностном слое. При этом разрешающая способность такого метода будет сопоставима с латеральным размером частицы. В данной работе изучалось изменение доменной структуры планарных CoNi микрочастиц в зависимости от их размера и величины приложенного механического напряжения.

Магнитная структура CoNi частиц

Для проведения измерений на поверхности тонкой (толщиной 0.15 мкм) полированной стеклянной подложки формировались CoNi (Co18%, Ni82%) микрочастицы, имеющие квадратную форму. На отдельных подложках были сформированы массивы частиц с латеральными размерами 25, 11 и 8 мкм. Высота частиц составляла 20-40 нм. Частицы формировались методом распыления твердотельной мишени в сверхвысоком вакууме. Напыление проводилось через металлическую сетку, с квадратными отверстиями, плотно прижатую к поверхности подложки. После напыления полученные образцы отжигались в течении 15 мин при температуре

300 °С для того, чтобы устранить влияние дефектов образующихся при напылении на магнитную структуру частиц и на процесс изменения этой структуры под действием механических напряжений. Для проведения МСМ исследований использовался зондовый микроскоп Solver HV (NT-MDT), оснащенный магнитными зондами "Multi75M-G" (BudgetSensor) и PPP-LM-MFMR (Nanosensor). Измерения выполнялись по однопроводной методике, для минимизации влияния магнитного зонда на распределение намагниченности в частицах.

Как показали проведенные измерения, CoNi частицы с латеральными размерами 25 и 11 мкм в свободном состоянии имеют мультидоменную структуру (рис. 1а). Для 8-мкм частиц наблюдается четырехдоменная (4-доменная) структура (рис. 1д). Для моделирования магнитной структуры частиц использовалась программа OOMMF [1]. Согласно результатам моделирования наиболее вероятным состоянием для всех частиц является 4-доменное (с точки зрения минимальной магнитной энергии частицы). Однако такое состояние наблюдается только для частиц размерами 8 мкм. Увеличение нагрузки делает более выгодной 7-доменную структуру. Возможно, мультидоменная структура других частиц обусловлена наличием краевых дефектов у сформированных частиц, влияние которых не учитывается при проведении моделирования.

Для создания механических напряжений в полученных частицах использовался упругий изгиб подложки при помощи специального держателя, который согласно теоретическим оценкам, приводит к практически одноосному растяжению частиц вдоль центральной оси подложки.

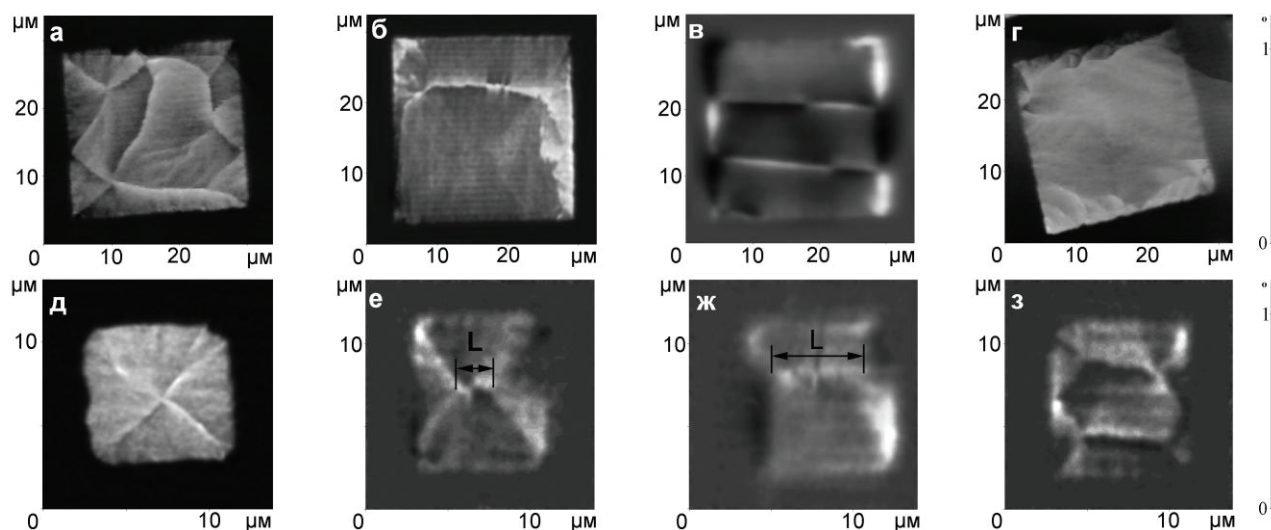


Рис. 1. MFM изображения 25-мкм CoNi частицы в свободном состоянии (а), при механическом растяжении: в 4-доменной состоянии (б), в 7-доменной состоянии (в), в состоянии квазиоднородного намагничивания (г). MFM изображения 8-мкм CoNi частицы в свободном состоянии (д), при механическом растяжении: в 4-доменной состоянии (е), в 4-доменной состоянии при увеличении нагрузки (е), в 7-доменной состоянии (з)

За счет магнитоупругого эффекта мультидоменная структура 25- и 11-мкм частиц может становиться 4-доменной (рис. 1б), при этом домены, направление намагниченности которых перпендикулярно направлению растяжения частиц имеют увеличенный размер по сравнению с двумя другими. Увеличение механического напряжения в частице может привести к образованию 7-доменной структуры в частице (рис. 1в), и в некоторых случаях к однородному намагничиванию частицы (рис. 1г). В 8-мкм частицах наблюдается аналогичное поведение доменной структуры, но в другом диапазоне механических напряжений (рис. 1е-з).

Увеличение размера двух доменов в 4-доменной структуре приводит к образованию между этими доменами характерной перемычки (обозначена буквой **L** на рис. 1), длина которой пропорциональна площади доменов и величине механического напряжения, действующего на частицу. Изменение длины перемычки также зависит от латеральных размеров частицы и эта длина может использоваться в качестве детектора механического напряжения, действующего на частицу. Для каждого определенного размера частиц существует определенный интервал механических напряжений в котором происходит изменение длины перемычки. Для 25-мкм частиц уже при напряжении 20 МПа увеличенные домены занимают почти всю площадь, и длина перемычки между ними слабо зависит от силы растяжения частиц, что делает невозможным оценку ве-

личины механического напряжения при помощи таких частиц. Длина перемычки у 8-мкм частиц изменялась при напряжениях 20-50 МПа.

Согласно полученным экспериментальным данным и проведенным расчетам, а также более ранним результатам о влиянии механических напряжений на магнитную структуру пермаллоевых частиц [2], можно сделать вывод, что снижение латеральных размеров приводит к увеличению значений и диапазона механических напряжений, в котором частица остается в 4-доменном состоянии. А уменьшение высоты частицы и увеличение абсолютного значения магнитострикции насыщения приводит к уменьшению значения механического напряжения и того диапазона, в котором происходит изменение этой 4-доменной структуры. Таким образом из всех исследованных частиц наиболее оптимально использовать для детектирования механических напряжений CoNi частицы с латеральными размерами 8 мкм.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 18-02-00204).

Литература

1. M.J. Donahue, D.G. Porter // OOMMF, <http://math.nist.gov/oommf>.
2. Н.И. Нургазизов, Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев и др. // ЖТФ, 2019, т. 89, № 11, с. 1663-1668

Магнетизм и спиновый ток на границе раздела гетероструктур манганит/иридат, имеющий сильное спин-орбитальное взаимодействие

Г.А. Овсянников^{1#}, В.В. Демидов¹, Т.А. Шайхулов¹, К.Л. Станкевич¹, Н.В. Андреев², Yu. Khaidukov³

¹ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН Москва 125009, Моховая 11, строение 7, Россия

² Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС" 119991, Москва, Россия

³ Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany

#gena@hitech.cplire.ru

Гетероструктуры ферромагнитный манганит/полуметалл иридата ($\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{SrIrO}_3$) были получены методом магнетронного распыления на подложку из галата неодима $(110)\text{NdGaO}_3$ при температуре $T = 700\text{--}800\text{ C}$. Толщины пленок варьировались от 5 до 20 нм. С понижением температуры ниже 50К обнаружен поворот намагниченности манганита на 26 градусов и переход в ферромагнитное состояние пленки иридата. Электрическое напряжение, возникающее на пленке из иридата гетероструктуры в режиме ферромагнитного резонанса вызвано возникновением чисто спинового тока поперек границы и обратным спиновым эффектом Холла.

Введение

Спинтроника основана на явлениях, связанных с переносом спинового момента. "Чистый" спиновый ток может быть создан несколькими механизмами, среди которых наиболее эффективными являются спиновый эффект Холла [1] и спиновая накачка в режиме ферромагнитного резонанса [2]. Магнитная гетероструктура, как правило, состоит из магнитного и немагнитного слоев. Материалы с сильным спин-орбитальным взаимодействием играют важную роль в детектировании спинового тока. Чистый спиновый ток, который возбуждается при ферромагнитном резонансе (ФМР), может детектироваться с помощью обратного спинового эффекта Холла (ISHE) в материале с сильным спин-орбитальным взаимодействием путем преобразования в ток проводимости.

Экспериментальные результаты

Гетероструктуры были получены методом магнетронного распыления на плоскость (110) подложки из монокристаллического галата неодима NdGaO_3 (NGO) при температуре $T = 820\text{ C}$ и давлении кислорода 0.7 мбар для манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) и $T=770\text{ C}$ и давлении 0.3 мбар для иридата SrIrO_3 (SIO). Толщины пленок манганита варьировались от 5 до 20 нм [3].

С помощью рентгеновского дифрактометра было определено, что рост эпитаксиальных пленок происходит по механизму куб на куб при эпитаксиальном соотношении:

$(001)\text{SIO} \parallel (001)\text{LSMO} \parallel (110)\text{NGO}$ и $[100]\text{SIO} \parallel [100]\text{LSMO} \parallel [001]\text{NGO}$ при постоянных межплоскостном расстоянии $d_{\text{LSMO}} = 0.388\text{ nm}$ и $d_{\text{SIO}} = 0.404\text{ nm}$.

Для сравнения протекания тока в пленках и в гетероструктуре были измерены температурные зависимости сопротивления отдельных пленок и гетероструктур той же толщины (рисунок 1). Сопротивление, равное параллельному соединению сопротивления верхней пленки SIO (R_S) и нижней LSMO (R_L) гетероструктуры $R_H^1 = R_S R_L / (R_L + R_S)$, показано на рисунке 1. Видно, что R_H^1 превышает измеренное значение сопротивления всей гетероструктуры (R_H). Следовательно, необходимо учитывать сопротивление границы $R_I = R_H^1 R_H / (R_H - R_H^1)$, включенное параллельно сопротивлениям отдельных пленок [3,4]. Расчеты из первых принципов, проведенные в [5] показали, что при контакте манганита и иридата происходит перетекание заряда от заполненной наполовину зоны спинорбитального расщепления $J_{\text{eff}} = 1/2$ state иридата к пустой зоне $e^{\uparrow s}$ манганита.

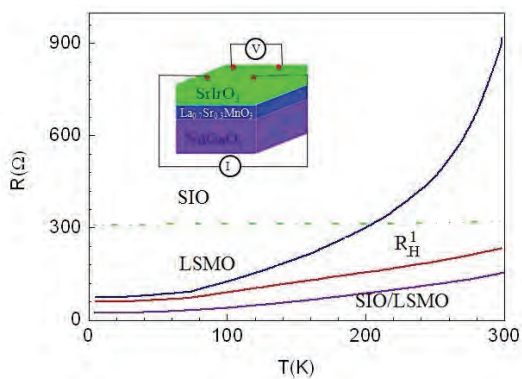


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления пленок SIO и LSMO, а также гетероструктуры SIO/LSMO с теми же толщинами пленок

Перетекание заряда от иридата делает его допированным дырками, в тоже время манганит становится электронно допированным. Допирование приводит к возникновению металлического состояния на границе. Именно этим механизмом вызвано отличие R_H^1 и R_H (рисунок 1). Предполагая толщину переходного слоя 1 нм $R_H^1 = \rho_l / d_s$, получаем удельное сопротивление переходного слоя равное $\rho_l = 8 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$.

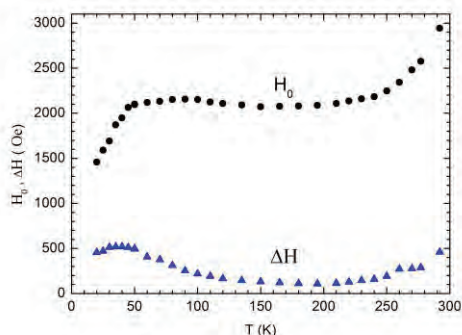


Рис. 2. Температурная зависимость резонансного поля и ширины линии ФМР, $f=9.2$ ГГц

Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) гетероструктуры измерялись спектрометром ER 200 фирмы Bruker на частоте 9.2 ГГц. Из анализа температурной зависимости резонансного поля H_0 (Т) (рисунок 2), следует что температура Кюри для структуры лишь немного больше 300К. Кроме того, наблюдается резкое уменьшение величины H_0 при $T < 50$ К. Такой резкий рост намагниченности гетероструктуры при низкой температуре вызван появлением дополнительного слоя с ферромагнитным

упорядочением. При этом в ФМР спектре появляется дополнительная линия, а направление намагниченности поворачивается на 25 градусов, что подтверждается нейтронными исследованиями.

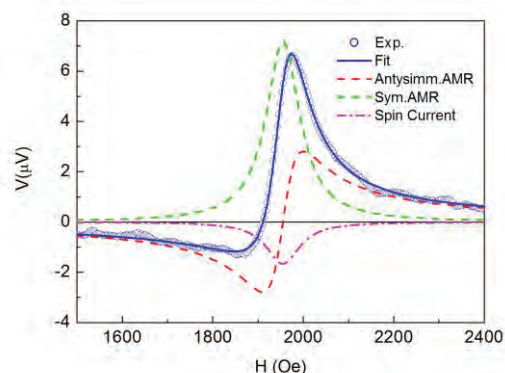


Рис 3. Сплошная линия - зависимость от внешнего магнитного поля напряжения на SIO пленке гетероструктуры при $T=300$ К. Пунктирные зеленая и красная линии – вклад от симметричной и асимметричной частей AMR. Фиолетовая линия - сигнал от спиновой накачки

На рисунке 3 показана типичная зависимость напряжения $V(H)$, возникающего на пленке SIO в режиме ФМР в манганите. Спиновый ток конвертируется в электрический за счет обратного спинового эффекта Холла. В дополнение следует учитывать напряжение, возникающее в манганите из-за анизотропного магнитного сопротивления.

Работа частично поддерживалась проектами РФФИ 18-57-16001, 19-07-00143.

Литература

1. M.I. Dyakonov, V.I. Perel//Phys. Lett. V. A35: 459 (1971).
2. E. Saitoh et al // Appl. Phys. Lett., V.88, 182509 (2006).
3. Т. А. Шайхулов, Г. А. Овсянников, В. В. Демидов, Н. В. Андреев // ЖЭТФ, Т. 155,1 (2019).
4. S. Crossley et al// Phys.Rev.V.100, 115163 (2019).
5. Sayantika Bhowal, and Sashi Satpathy, AIP Conference Proceedings **2005**, 020007 (2018); Phys. Rev. B**99**, 245145 (2019).
6. V.V. Demidov, N.V. Andreev, T.A. Shaikhulov, G.A. Ovsyannikov//J. of Mag. Magn. Mat. V.497 165979 (2020).

Эффекты магнитного поля в экситонной генерации оптических гармоник

В.В. Павлов

Физико-технический институт РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
pavlov@mail.ioffe.ru

Рассмотрены новые микроскопические механизмы, ответственные за генерацию оптических гармоник в нескольких классах материалов на экситонных переходах. В кубическом полупроводнике GaAs обнаружено гигантское усиление генерации третьей оптической гармоники во внешнем магнитном поле в области $1s$ экситона. В гексагональном широкозонном полупроводнике ZnO исследована генерация второй оптической гармоники (ГВГ) с участием экситонных резонансов $1s$, $2s$ и $2p$ в магнитном поле. Выявлены новые особенности ГВГ в области экситонов Френкеля в магнитном диэлектрике антиферромагнетике Cr_2O_3 .

Введение

В настоящее время нелинейные оптические явления являются предметом как широких фундаментальных исследований, так и находят большое прикладное значение. Генерация второй и третьей оптических гармоник (ГВГ и ГТГ) являются простейшими нелинейными оптическими процессами. В линейной оптике распространение, поглощение и испускание света являются по существу однофотонными процессами. В отличие от этого, в нелинейных процессах ГВГ и ГТГ взаимодействие света со средой управляется многофотонными процессами. Линейные и нелинейно-оптические эффекты определяются различными типами оптических восприимчивостей, которые в свою очередь обусловлены электронными свойствами и спиновыми состояниями исследуемого материала, а также особенностями его кристаллической структуры. В этом смысле линейная и нелинейная оптика могут рассматриваться как взаимодополняющие друг друга инструменты исследования твердых тел.

Впервые экситон, как внутриатомное возбуждение, описан Я.И. Френкелем в 1931 году [1]. Экситоны большого радиуса, известные как экситоны Ванье–Мотта [2, 3], были открыты в полупроводнике Cu_2O Е.Ф. Гроссом и Н.А. Каррыевым в 1952 году [4]. Оптические методы были и остаются основными при исследовании экситонов. При этом, широко используются такие методы линейной оптики, как поглощение, пропускание, отражение, фотолуминесценция, магнитооптические эффекты и эллипсометрия. В докладе рассмотрены новые механизмы, ответственные за генерацию оптических гармоник в различных классах материалов на экситонных переходах. Нелинейные оптические процессы ГВГ и ГТГ

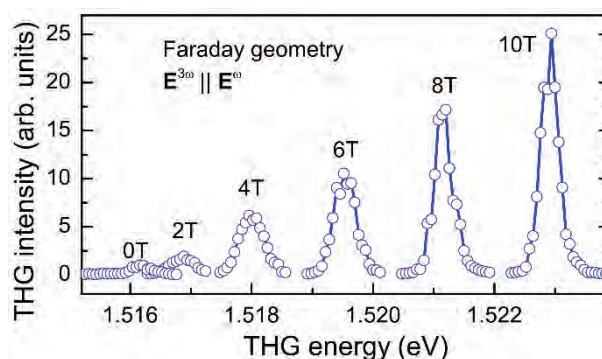


Рис. 1. Спектры ГТГ в GaAs в области $1s$ экситонного резонанса для различных магнитных полей в геометрии Фарадея для $\mathbf{E}^{3rd} \parallel \mathbf{E}^0$

описываются нелинейными восприимчивостями второго и третьего порядков $\chi^{(2)}$ и $\chi^{(3)}$, поэтому являются весьма чувствительными к определенным деталям кристаллографической или магнитной структуры, к локальной симметрии распределения электрических зарядов и спинов электронов [5, 6].

Результаты

В кубическом полупроводнике GaAs внешнее магнитное поле индуцирует новые оптические нелинейности. При этом, в спектральном диапазоне 1.5–1.8 эВ наблюдается ряд узких линий ГВГ, которые объясняются орбитальным квантованием энергетических зон с образованием уровней Ландау [7]. В GaAs обнаружено гигантское усиление ГТГ во внешнем магнитном поле (см. рис 1). Данный эффект обусловлен увеличением силы осциллятора $1s$ экситона и тонкой подстройкой параметров ГТГ на экситон-поляритонных состояниях в магнитном поле [8].

В гексагональном широкозонном полупроводнике ZnO исследована ГВГ с участием экситонных резонансов $1s(A, B)$, $2s(A, B)$, $2p(A, B)$ и $1s(C)$ в диапазоне энергий фотонов 3.2-3.5 эВ (см. рис 2). Показано, что сигналы ГВГ на этих экситонных резонансах могут индуцироваться внешним магнитным полем. Разработана микроскопическая теория ГВГ на экситонных переходах в ZnO. В зависимости от конкретной симметрии экситонных состояний механизмы ГВГ определяются спиновым и орбитальным эффектами Зеемана, магнитным эффектом Штарка [9, 10].

Фемтосекундная методика с высоким спектральным разрешением использована для изучения ГВГ в магнитном диэлектрике – антиферромагнетике Cr_2O_3 в магнитных полях 0-10 Т. На экситонах Френкеля – в области электродипольных переходов $^4A_2 \rightarrow ^2E$ в магнитном поле выявлены новые спектральные пики ГВГ.

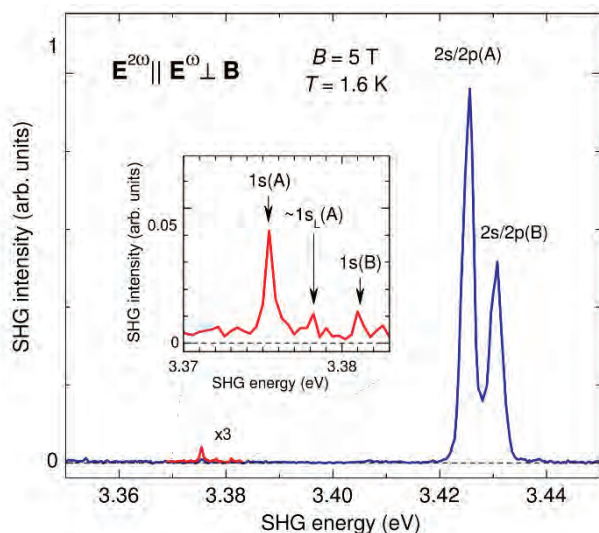


Рис. 2. Спектр ГВГ в ZnO в магнитном поле $B = 5$ Т в диапазоне энергий фотонов 3.35-3.45 эВ для $E^{2\omega} \parallel E^\omega \perp B$ и $T = 1,6$ К. Вставка показывает область экситонов $1s$

Детальный анализ спектров ГВГ, а также вращательной анизотропии и полевых зависимостей позволил доказать новый тип магнитоэлектрического механизма ГВГ в Cr_2O_3 .

Работа выполнена при поддержке РФФИ №19-52-12063, DFG-TRR160 (проект С8) и программы Президиума РАН №5.

Литература

1. J. Frenkel. // *Physical Review*, V. 37, 17, 1276 (1931).
2. G.H. Wannier. // *Physical Review*, V. 52, 191 (1937).
3. N.F. Mott. // *Trans. Farad. Soc.*, V. 34, 500 (1938).
4. Е.Ф. Гросс, Н.А. Карпыев. // *ДАН СССР*, В. 84, 261, 471 (1952).
5. M. Fiebig, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, // *J. Opt. Soc. Am. B*, V. 22, 96 (2005).
6. Д.Р. Яковлев, В.В. Павлов, А.В. Родина *и др.* // *ФТТ*, В. 60, 1463 (2018).
7. V.V. Pavlov, A.M. Kalashnikova, R.V. Pisarev *et al.* // *Physical Review Letters*, V. 94, 157404 (2005).
8. W. Warkentin, J. Mund, D.R. Yakovlev, V.V. Pavlov *et al.* // *Physical Review B*, V. 98, 075204 (2018).
9. M. Lafrentz, D. Brunne, B. Kaminski, V.V. Pavlov *et al.* // *Physical Review Letters*, V. 110, 116402 (2013).
10. M. Lafrentz, D. Brunne, A.V. Rodina, V.V. Pavlov, *et al.* // *Physical Review B*, V. 88, 235207 (2013).

Влияние полупроводниковой прослойки на обменное смещение в трехслойных пленках CoNi/Si/FeNi

Г.С. Патрин^{1,2,*}, А.В. Кобяков^{1,2}, И.А. Турпанов², В.И. Юшков^{1,2}, Я.А. Живая¹

¹ Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

² Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, Красноярск, 660036, Россия

*patrin@iph.krasn.ru

Ионно-плазменным распылением синтезированы пленочные структуры CoNi/Si/FeNi/Si. Проведены температурные и полевые исследования магнитных свойств пленочных структур с различными толщинами кремния. Обнаружена зависимость формы петли намагничивания от толщины полупроводниковой прослойки. Обнаружена зависимость знака поля смещения от температуры и толщины кремниевой прослойки.

Введение

Слоистые структуры с разными магнитными слоями наноразмерного масштаба в различных сочетаниях являются удобными объектами для устройств спинтроники, в частности, пленочные системы, состоящие из чередующихся слоев магнитомягкого и магнитожесткого материалов. В некоторых случаях обменное взаимодействие магнитных слоев приводит к появлению обменного смещения. Выяснение фундаментальной роли эффекта обменного смещения в спиновом клапане и туннельных устройствах привело к исследованию бинарных систем ферромагнетик – антиферромагнетик. Однако, эффекты положительного и отрицательного обменного смещения обнаружены и в структурах с ферримагнитными слоями [1], а также при замене антиферромагнитного слоя на магнитотвердый ферромагнитный слой, многие свойства такой системы будут похожи на свойства ферромагнетик – антиферромагнетик системы. В структуре Co/NiO реализуется состояние антиферромагнитной магнитной пружины [2]. А в многослойных структурах $[(\text{CoP})_{\text{soft}}/\text{NiP}/(\text{CoP})_{\text{hard}}/\text{NiP}]_n$ (NiP – немагнитный) обнаружено изменение формы петли намагничивания и осцилляция поля насыщения в зависимости от числа структурных блоков (n) [3]. Ранее нами была получена трехслойная структура CoNi/Si/FeNi. Обнаружен эффект положительного обменного смещения. Межслоевое взаимодействие ферромагнетиков зависит от толщины полупроводникового слоя [4]. Исследования были продолжены с целью определения влияния полупроводникового слоя на влияние положительного обменного сме-

щения и определения парциальных вкладов от сильномагнитных и магнитно-мягких слоев.

Экспериментальная часть

Методом ионно-плазменного распыления синтезированы пленки композиции CoNi/Si/FeNi/Si на стеклянную подложку при базовом давлении $\sim 10^{-8}$ Торр. Содержание никеля в слое CoNi составляло 19.5 ат. %, а в слое FeNi было 84 ат. %. Толщина магнитотвердого слоя (CoNi) составляла $t_h \sim 25$ нм, а магнитомягкого слоя (FeNi) была $t_s \sim 25$ нм. Толщина промежуточного немагнитного полупроводникового слоя (Si) была переменной и менялась в диапазоне $t_{Si} \sim 3 - 9$ нм. Измерения намагниченности проводились на установке MPMS-XL в. Последний слой кремния толщиной 3 нм используется для предотвращения окисления железа. Толщины слоев контролировались на электронном микроскопе JEOL JEM-2100 (при подготовке образца на установке Gatan PIPS). Поперечный срез пленки показывает наличие отчетливой границы раздела между слоем кремния и обоими магнитными слоями диапазоне температур от гелиевой до комнатной.

Результаты и обсуждения

Было обнаружено, что форма петли намагничивания зависит от толщины слоя Si. Во всех исследованных пленках наблюдается двух ступенчатая петля гистерезиса (Рис.1). Такое поведение намагниченности может соответствовать поведению, характерному для магнитной пружины

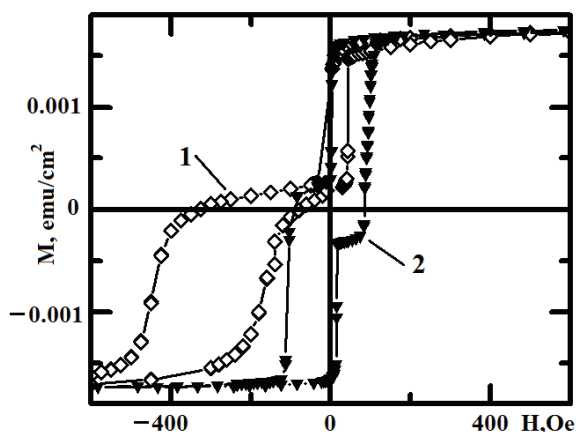


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности для пленки с $t_{Si} = 5$ nm. 1, 2 – $T = 25, 100$ K

с умеренной межслоевой связью. Смещение петли гистерезиса в отрицательном направлении наблюдалось, для структуры с толщиной слоя кремния менее 5 нм, при температуре менее 100 K.

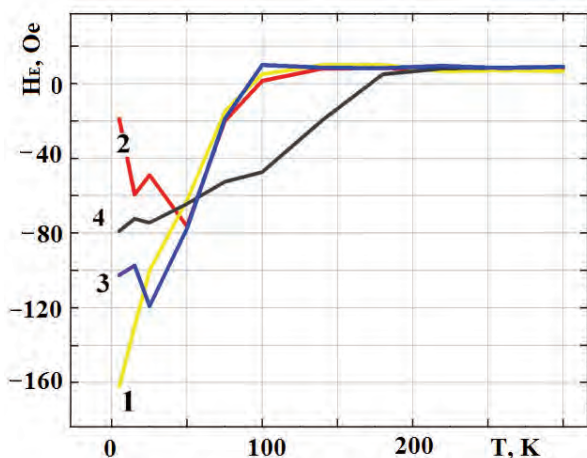


Рис. 2. Температурные зависимости поля обменного смещения пленок CoNi/Si/FeNi/Si. 1, 2, 3, 4 – $t_{Si} = 3, 5, 7, 9$ nm

Как было получено ранее [2], для пленок с той же толщиной кремния CoNi(53 nm)/Si(5 nm)/FeNi(72 nm) при больших толщинах магнитомягкого и магнитожесткого слоев наблюдается положительное смещение петель при температуре менее 100 K. В данном случае эффект “положительного смещения” при меньших толщинах магнитожесткого и магнитомягкого слоев проявляется при температурах более 75 K. Рис.2 иллюстрирует температурное поведение поля обменного смещения (H_E) для пленок с разной толщиной кремния. Как видно, помимо общей осцилляции величины поля обменного смещения от толщины кремниевой прослойки, на общем фоне кривой $H_E(T)$ наблюдаются слабые ос-

цилляции. Последний факт указывает на осцилляции межслоевого взаимодействия в зависимости от температуры.

Наличие максимума на зависимости $H_E(T)$ указывает либо на конкурирующий характер механизмов, определяющих эффект обменного смещения, либо на активационный механизм, ответственный за формирование магнитного состояния. По-видимому, на технологической стадии формируется несимметричный двух-минимумный потенциал, относительно поворота вектора намагниченности. Ситуация в какой-то мере подобна суперпарамагнетизму ансамбля одноосных частиц с одноосной анизотропией. Здесь основным настраиваемым по температуре параметром является константа анизотропии. В нашем случае добавляется и играет важную роль температурно-зависимое межслоевое обменное взаимодействие. Знак константы межслоевого взаимодействия будет определять направление смещения кривой намагничивания.

Таким образом:

- в системе магнитомягкой-магнитожесткой материал с полупроводниковой прослойкой создана структура с управляемым межслоевым взаимодействием;
- межслоевое взаимодействие зависит от толщины полупроводниковой прослойки и соотношением доли магнитомягких и магнитожестких слоев;
- обнаружен эффект положительного обменного и отрицательного смещения от толщины кремния.

Исследования проводятся при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00161-а).

Литература

1. F. Canet, S. Mangin, C. Bellourd, et al. Appl. Phys. **89**, 6916 (2001).
2. A. Scholl, M. Liberati, E. Arenholz, et al. Phys. Rev. Lett. **92**, 247201 (2004).
3. G. S. Patrin, Ya. Shiyan, K.G. Patrin, et al. J. Low Temp. Phys. **182**, 73 (2016).
4. G.S. Patrin, I.A. Turpanov, V.I. Yushkov, et al. JETP Lett., **109**, 324 (2019).

Магнитные и резонансные свойства поликристалла $Y_{0.5}Sr_{0.5}Cr_{0.5}Mn_{0.5}O_3$

Г.С. Патрин^{1,2,*}, М.М. Матаев³, К.З. Seitbekova³, Я.Г. Шиян^{1,2}, С.А. Яриков^{1,2}

1 Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия.

2 Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, Красноярск, 660036, Россия.

3 Казахский Государственный Женский Педагогический Университет, улица Айтеке Би, 99, Алм-Ата, 050000, Казахстан.

*patrin@iph.krasn.ru

В работе представлены результаты экспериментальных исследований поликристаллов $Y_{0.5}Sr_{0.5}Cr_{0.5}Mn_{0.5}O_3$, изготовленных золь методом. Получены магнитопольевые и температурные зависимости намагниченности. Методом магнитного резонанса изучены вклады хромовой и марганцевой подсистем в формирование магнитного состояния, причем имеет место сосуществование разно валентных ионов Cr и Mn.

Введение

В настоящее время активно изучаются соединения из класса материалов, относящихся к сложным оксидам. Практически, сложные оксиды привлекательны тем, что они являются химически инертными, стабильными и существует большое количество элементов, способных образовывать соединения с кислородом. Большой интерес представляют и композитные материалы наноразмерного масштаба. Это обусловлено тем, что в неоднородных средах, каковыми являются границы раздела материалов, нарушается симметрия относительно инверсии пространства и времени. Таким образом, эти условия создают предпосылки для связи магнитной и электрической подсистем. Мы решили исследовать ситуацию, как меняются магнитные свойства поликристаллических манганитов при частичной замене лантана на стронций и марганца на хром.

Экспериментальная часть

Полученные образцы сложных оксидов были приготовлены методом твердофазной реакции. Более детальная информация по синтезу таких манганитов представлена в работе [1]. Фазовое состояние контролировалось методом рентгенофазового анализа, который проводили на рентгеновском дифрактометре Miniflex 600 (Rigaku). Электронно-микроскопические измерения проводились на микроскопе JEOL JEM-2100. Магнитные характеристики изучались на СКВИД-магнитометре MPMS-XL в полях до 50 кОе. Спектры электронного магнитного резонанса (ЭМР) измерялись на спектрометре Bruker E 500 CW EPR, действующем на частоте $\omega_{MWF} = 9.48$ GHz. Резонансные измерения проводились в интервале температур 80–500 К.

Результаты и обсуждения

Методом рентгеновской спектроскопии было установлено, что кристаллы соответствуют номинальному составу и принадлежат моноклинной сингонии с параметрами ячейки $a = 7.109$ Å, $b = 7.436$ Å, $c = 6.756$ Å. Электронно-микроскопические измерения дали средний размер кристаллитов в диапазоне 0.5–0.8 μm .

В результате магнитостатических измерений установлено, что при низких температурах наблюдаются гистерезисные петли намагничивания. Ниже 30 К петля гистерезиса является раскрытой (рис.1), а при температурах $T > 35$ К петля не раскрывается и имеет вид, типичный для парамагнетика, с наклоном прямой существенно зависящей от температуры измерения

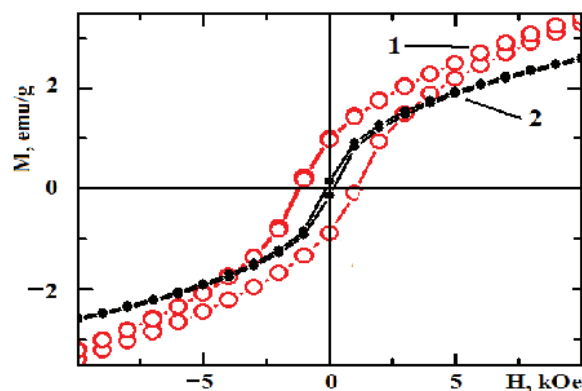


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности.

1, 2 – $T = 4.5, 25$ К

Вид температурных кривых намагниченности ($M(T)$) зависит от режима охлаждения: в магнитном поле (FC) или без него (ZFC). Как раз при температуре $T \approx 35$ К в режиме ZFC имеет место максимум

в зависимости $M(T)$. В полях около 2.5 кОе появляется низкотемпературный «хвост» намагниченности, удельный вес которого растет с повышением поля измерения. В более высоких полях измерения происходит сглаживание максимума и в полях $H > 40$ кОе он практически не проявляется.

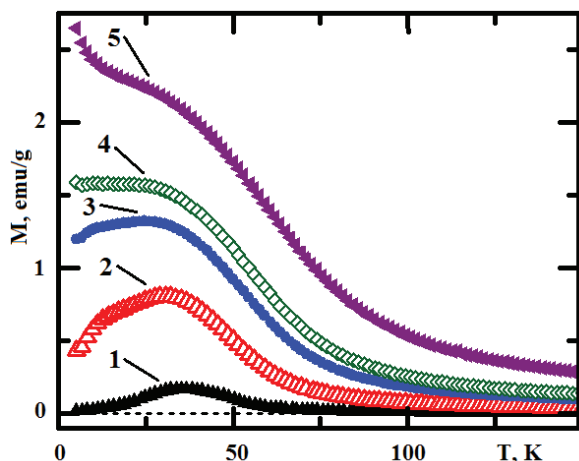


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности поликристалла $Y_{0.5}Sr_{0.5}Cr_{0.5}Mn_{0.5}O_3$. 1, 2, 3, 4, 5 – $H = 0.15, 1.0, 2.5, 3.5, 3.5$, кОе

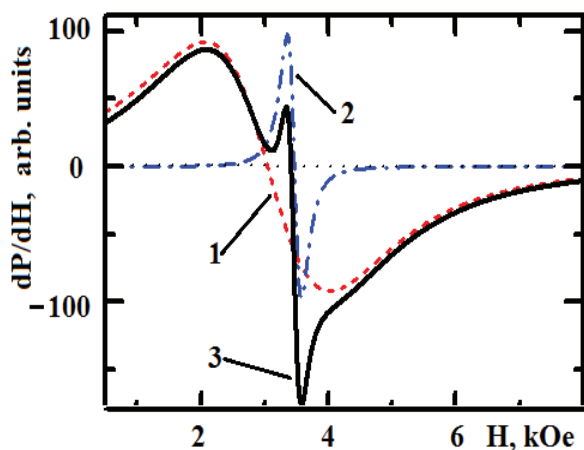


Рис. 3. Спектр резонансного поглощения в поликристалле $Y_{0.5}Sr_{0.5}Cr_{0.5}Mn_{0.5}O_3$. 1, 2, – подгонка лоренцевскими кривыми, 3- экспериментальная кривая. $T = 39.5$ К

При исследовании спектров магнитного резонанса получено, что при температурах ниже 75 наблюдается два пика поглощения (рис.3), причем при более высоких температурах высокополевой пик (пик 2 на рис.3) не наблюдается. Но при $T > 70$ К на

фоне мощного низко полевого пика появляется тонкая структура. Этот факт указывает на то, что тонкая структура обязана своим происхождением ионам Mn и, по-видимому, высокополевой пик также принадлежит марганцевой подсистеме. Однако наиболее интересным представляется тот факт, что в районе $T \approx 20$ К в температурной зависимости резонансного поля ($H_r(T)$) имеет место минимум, а в зависимости интенсивности (определяемой как площадь под кривой) наблюдается резкий максимум. Этот пик 1 может быть приписан подсистеме ионов хрома, обменно связанных с подсистемой ионов марганца. Полученные результаты указывают на то, что в магнитном отношении мы имеем дело с магнитной структурой, состоящей из подсистемы ионов Cr и Mn. Исходя из формулы соединения, можно предположить, что реализуется одно из возможных состояний распределения магнитных ионов: $Cr^{4+} - Mn^{3+}$, либо $Cr^{3+} - Mn^{4+}$, либо комбинация этих состояний.

Полученные результаты существенно отличаются от результатов для соединений с малым содержанием ионов хрома [2], где реализуются антиферро-, ферро-, парамагнитное и спин-стекляное состояния за счет разупорядоченного распределения хрома и существующей кислородной нестехиометрии. В нашем случае соотношение элементов таково, что нестехиометрии возникать не должно, а основной эффект состоит в образовании разно валентных ионов хрома и марганца.

Однако нельзя исключать возможности, что такое магнитное поведение может быть обусловлено распределением гранул по размерам и возникновению суперпарамагнитной подсистемы из-за малости размеров гранул.

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке Министерства образования и науки республики Казахстан (грант № AP05130165).

Литература

1. M.M. Mataev, G.S. Patrin, K.Zh. Seitbekova, *et al.* // Orient. Journ. Chem., V.35, 1162 (2019).
2. J.-H. Dho, W.S. Kim, N.H. Hur. // Phys.Rev.Lett. V.89, 027202 (2002).

Взаимодействие магнитных наноструктур через магнитную перемычку

И.Ю. Пашенькин, Р.В. Горев*, М.В. Сапожников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*gorevrv@ipmras.ru

Методами микромагнитного моделирования исследована возможность переключения магнитного состояния латерально ограниченной системы ферромагнитных слоев за счет обменного взаимодействия через магнитный филамент. Произведены оценки эффективных обменных полей в зависимости от площади перемычки, а также подобраны геометрические параметры системы, демонстрирующей детерминированное двустороннее переключение магнитного состояния.

Поиск способов управления магнитными состояниями в магнитных наносистемах электрическим полем является одной из наиболее актуальных задач магнетизма. В частности, возможность изменения взаимной ориентации намагниченности ферромагнитных слоев в спиновом клапане приложением электрического напряжения открывает широкие перспективы для создания элементов энергонезависимой магнитной памяти. Управление намагниченностью свободного (магнитомягкого) ферромагнитного слоя может быть осуществлено посредством организации обменного взаимодействия с закрепленным (магнито жестким) слоем. Одним из возможных путей является использование механизма резистивного переключения мемристорных структур металл-диэлектрик-металл (M/D/M) с образованием металлических филаментов. На данный момент имеются сообщения о структурах, демонстрирующих мемристорный эффект с формированием филаментов из магнитных материалов. В работе [1] сообщается о стабильном биполярном мемристорном эффекте структуры Ni/ZrO₂/Pt. Резистивное переключение осуществляется посредством формирования проводящего Ni-филамента диаметром 10 – 30 нм, что подтверждается электронно-микроскопическими исследованиями, элементным анализом и температурной зависимостью сопротивления ячейки в низкорезистивном состоянии. В работах [2], [3] и [4] продемонстрирован эффект анизотропного магнетосопротивления в мемристорных структурах Co/HfO₂/Pt, Ni/HfO₂/Pt и Ni/TiO₂/Pt соответственно, что свидетельствует о наличии ферромагнетизма в формирующихся филаментах.

В рамках данной работы методами микромагнитного моделирования была исследована возможность переключения магнитного состояния латерально

ограниченной системы ферромагнитных слоев за счет обменного взаимодействия через магнитный филамент.

Исследуемая система представляла собой прямоугольную полосу с однонаправленной анизотропией, и расположенный над ее центром диск. Ферромагнитные слои либо изолированы немагнитной прослойкой (рис. 1 а)), либо связаны пронизывающей ее магнитной перемычкой цилиндрической формы (рис. 1 б)).

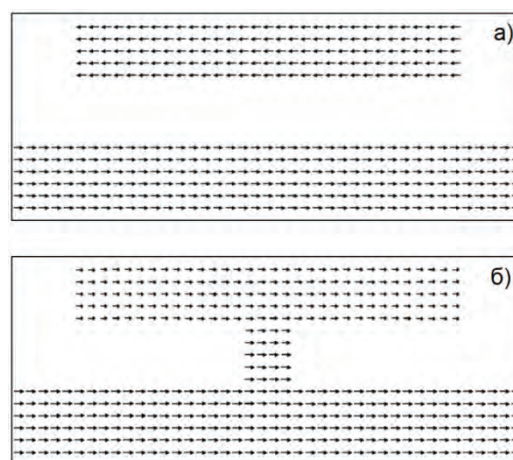


Рис. 1. Результаты микромагнитного моделирования распределения намагниченности системы в основном состоянии в отсутствие (а) и при наличии (б) филамента

Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности образца с использованием пакета OOMMF [5]. Геометрические параметры системы: толщины ферромагнетиков и немагнитной прослойки 10 нм, длина полоски 256 нм, ширина полоски и диаметр диска 64 нм. Материальные параметры соответствуют пленкам никеля: намагниченность насыщения 4.9×10^5 А/м, константа обменного взаимодействия 9×10^{-12} Дж/м. Площадь филамента варьировалась от 5 до 60 нм². Размер элементарной

ячейки при микромагнитном моделировании составлял $1 \times 1 \times 1$ нм.

Геометрические параметры системы были подобраны таким образом, чтобы за счёт магнитостатического взаимодействия в отсутствие филамента система находилась в «антиферромагнитном» состоянии (намагниченности полоски и диска направлены антипараллельно). Для реализации однонаправленной анизотропии в полоске намагниченность нижнего слоя её ячеек была зафиксирована. Оценка возможности переключения магнитного состояния путём введения в систему филамента проводилась по результатам моделирования релаксации системы из двух начальных состояний («ферромагнитного» и «антиферромагнитного»). Расчёты показали, что с изменением площади филамента проекция намагниченности диска на ось однонаправленной анизотропии полоски в основном состоянии системы изменяется плавно (рис.2). Так, при площади перемычки ~ 10 нм² система остаётся в «антиферромагнитном» состоянии. Если же площадь увеличивается до 30 нм², то намагниченность диска поворачивается на 90° по отношению к намагниченности нижней полоски. Дальнейшее увеличение площади приводит к постепенному довороту намагниченности диска и приближению состояния системы к «ферромагнитному».

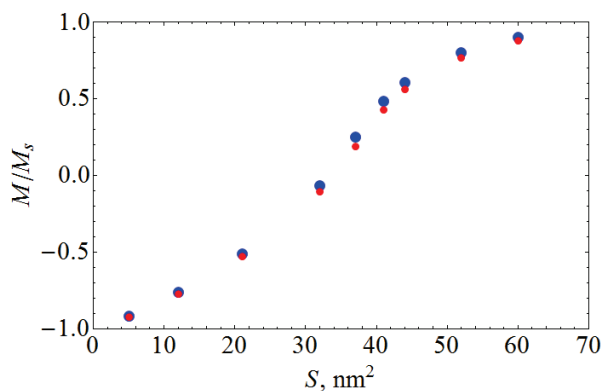


Рис. 2. Зависимость относительной проекции намагниченности диска от площади филамента. Большие синие точки - релаксация системы из «антиферромагнитного» состояния, небольшие красные – из «ферромагнитного». За положительное направление оси ординат принято направление оси однонаправленной анизотропии

Для оценки магнитостатического и эффективного обменного полей, действующих на диск, были по-

строены петли перемагничивания системы в отсутствие филамента и при его наличии (рис. 3).

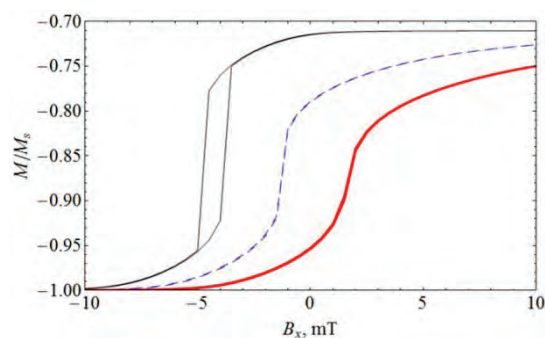


Рис. 3. Петли намагничивания исследуемой системы. Чёрная тонкая кривая - филамент отсутствует, синяя штриховая – площадь филамента 20 нм², красная толстая – площадь филамента 44 нм²

Магнитостатическое поле от полоски, действующее на диск составило порядка 4 мТл. Наличие магнитного филамента, связывающего электроды, приводит к смещению кривой намагничивания диска, по которому можно оценить действующее на него эффективное обменное поле. Из рис. 2 можно оценить минимальную площадь перемычки, при которой происходит переключение магнитного состояния системы из «антиферромагнитного» в «ферромагнитное». Она составила 60 нм², что эквивалентно диаметру цилиндрического филамента 8.7 нм. При этом проекция намагниченности диска на ось однонаправленной анизотропии полоски составляет 0,9 от намагниченности насыщения. Пограничное состояние с нулевой проекцией наступает при площади перемычки в 30 нм² (диаметр – 6.2 нм).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10340)

Литература

1. J. Sun *et al.* // Appl. Phys. Lett. 102, 053502 (2013);
2. Li *et al.*// Nanoscale Research Letters (2017) 12:210;
3. Otsuka S *et al.*//Jpn J ApplPhys (2015) 54:05ED02;
4. Otsuka S *et al.* // Appl. Phys A Mater Sci Process (2014)118:613–9;
5. M. J. Donahue, D. G. Porter, Interagency Report No. NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, (math.nist.gov/oommf/).

Магнитоэлектрический эффект в туннельных магниторезистивных контактах CoFeB/MgO/CoFeB

И.Ю. Пашенькин^{1*}, М.В. Сапожников^{1,2}, Н.С. Гусев¹, В.В. Рогов¹, Д.А. Татарский^{1,2}, А.А. Фраерман¹, М.Н. Волочаев³

1 Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального исследовательского центра «Институт прикладной физики Российской академии наук», Нижний Новгород.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород.

3. Институт физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск.

*pashenkin@ipmras.ru

Отработана технология изготовления цепочек туннельных магниторезистивных контактов CoFeB/MgO/CoFeB с пиннингом на антиферромагнитном подслое IrMn, демонстрирующих туннельный магниторезистивный эффект величиной 200%. Исследована зависимость формы кривых магнетосопротивления от электрического напряжения, приложенного к контакту. Обнаружено изменение полей перемагничивания ферромагнитных слоев CoFeB при увеличении электрического напряжения, что объясняется изменением обменного взаимодействия через туннельный барьер MgO.

Одной из наиболее актуальных задач магнетизма на сегодняшний день является поиск способов управления намагниченностью магнитных наносистем электрическим полем (магнитоэлектрический эффект). Хорошо работающий в макроскопических объектах метод намагничивания полями проводников с током крайне неэффективен на наномасштабах. Данная проблема особенно остро стоит в области магнито-резистивных элементов памяти, логическое состояние которых определяется взаимной ориентацией намагниченности свободного (магнитомягкого) и закрепленного (магнитожесткого) слоев. В настоящее время обнаружена возможность переключения TMR контакта пропусканием через систему спин-поляризованных токов гигантских плотностей [1], что неизбежно связано с тепловыми потерями. Переворот намагниченности за счет зависимости магнитной анизотропии от приложенного напряжения [2] не требует пропускания больших токов, однако в связи с квадратичностью эффекта по намагниченности переключение возможно только в динамическом режиме, что накладывает жесткие требования на длительность и форму импульсов напряжения. Управление межслоевым обменным взаимодействием с помощью электрического поля может позволить осуществлять двухстороннее детерминированное переключение при незначительных энергопотерях. В работах [3] показано, что межслоевое обменное взаимодействие действительно можно контролировать с помощью напряжения. Однако, систематического исследования данный эффект не получил.

В рамках данной работы была отработана технология изготовления туннельных магниторезистивных (TMR) контактов на основе CoFeB/MgO/CoFeB, а также проведены исследования возможности управления межслоевым обменным взаимодействием за счет приложения электрического напряжения. Эта система демонстрирует эффект гигантского туннельного магнетосопротивления [4] и является перспективной для создания элементов энергонезависимой магниторезистивной памяти с произвольным доступом (MPAM).

Многослойные наноструктуры Ta(20)/Pt(10)/Ta(20)/CoFeB(5)/MgO(1.5)/CoFeB(5)/IrMn(10)/Ta(3)/Pt(5) (толщины указаны в нм) для изготовления TMR-элементов формировались на подложках Si/SiO₂(50)/Si₃N₄(100) методом высоковакуумного магнетронного распыления при комнатной температуре. Слои CoFeB/MgO/CoFeB/IrMn являются магниточувствительными, а структура Ta/Pt/Ta выполняет функцию нижнего контактного слоя. Антиферромагнитный слой IrMn необходим для наведения однонаправленной анизотропии в закрепленном магнитном слое. Для изготовления латерально ограниченных контактов прямоугольной формы с размерами 2×3 мкм и 1.5×4 мкм применялись последовательные операции оптической литографии и ионного травления в атмосфере аргона. Одиночные TMR-контакты соединялись последовательно в цепочку из 50 элементов мостиками из золота.

Завершающим этапом технологии является термический отжиг готовых чипов в вакууме при темпе-

ратуре 330°C в течение 2 часов, который приводит к увеличению ТМР-эффекта с 10-15% до 100-200%. Данное явление связано с рекристаллизацией аморфных слоев CoFeB (рис. 1) от интерфейса с текстурированным барьером MgO [001], который, в свою очередь, навязывает ферромагнитным слоям кристаллографическую ориентацию [001].

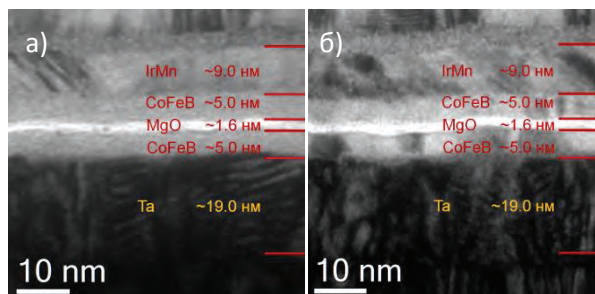


Рис. 1. Изображения поперечного среза ТМР-структур, полученные на просвечивающем электронном микроскопе: а) – до проведения отжига; б) – после отжига при 330°C

Наличие кристаллографической текстуры слоев MgO [001] и CoFeB [001] является обязательным условием для наблюдения гигантского ТМР-эффекта в данной системе. Природа данного явления связана с сильным расщеплением спиновых подзон для s-состояний электронов в ферромагнетиках Fe и Co в направлении [001], что обеспечивает практически 100% спиновую поляризацию s-электронов в данном направлении. При этом, зонная структура MgO [001] обеспечивает на несколько порядков больший коэффициент прохождения s-электронов через барьер по сравнению с p- и d- электронами.

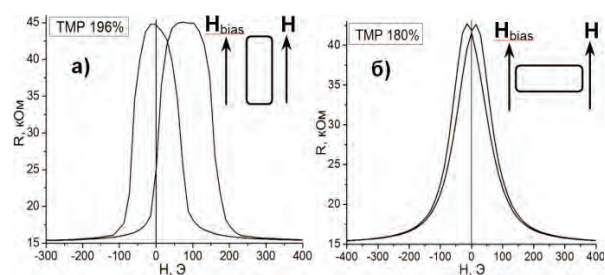


Рис. 2. Характерный вид магниторезистивных кривых цепочки из 50 ТМР-контактов при продольном а) и поперечном б) намагничивании

Характерной особенностью магниторезистивных кривых является сдвиг петли намагничивания магнитомягкого слоя относительно нулевого магнитного поля (Рис. 2), что свидетельствует о наличии взаимодействия между магнитными слоями.

Направление сдвига позволяет утверждать, что это взаимодействие имеет эффективный антиферро-

магнитный характер. Оно обусловлено магнитостатическим взаимодействием между слоями ТМР контакта, а так же, возможно, обменным взаимодействием через туннелирующие электроны.

Большая стойкость структур по отношению к электрическому пробую позволила провести транспортные измерения одиночных и парных ТМР-контактов. Увеличение приложенного напряжения от 0.1 В до 1.5 В на элемент наблюдалось падение величины ТМР эффекта на порядок (рис. 3 а)).

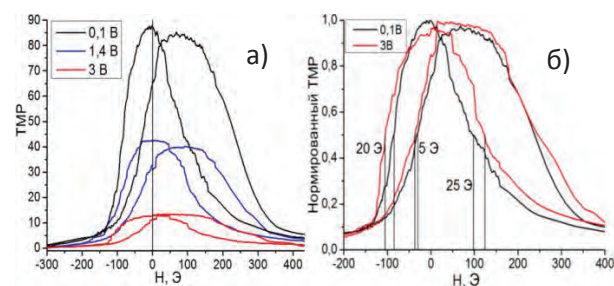


Рис. 3. Кривые магнетосопротивления пары ТМР-контактов при различных напряжениях. а) – исходные; б) – нормированные на единицу

Гораздо более интересным оказалось то, что увеличение напряжения сопровождалось сдвигом петель перемагничивания на величину порядка 20 Э (рис. 3 б)), что свидетельствует об изменении величины обменного взаимодействия между магнитными слоями. Ток, протекающий через контакт имеет плотность порядка 10^3 А/см^2 , что исключает существенные спин-торк эффекты.

Отработка технологии изготовления ТМР контактов была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-02-00247), исследование транспортных и магнитоэлектрических свойств выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10340).

Литература

1. Miron, I.M., *et al.* // Nature Materials, 2011, 10: p. 419.
2. Alzate, J.G., *et al.* // in 2012 International Electron Devices Meeting, 2012.
3. Newhouse-Illige, *et al.* // Nature Communications, 2017, 8: p. 15232.
4. Ikeda S., *et al.* // Appl. Phys. Lett. 2008, Vol. 93, 082508.

Новые высокоэффективные спиновые детекторы для электронной спектроскопии

В.Н. Петров^{1,*}, П.Г. Габдуллин¹, А.В. Павлов¹, А.Б. Устинов¹, В.Н. Строков², Н Dill²

¹ Санкт Петербургский Политехнический Университет, Политехническая 29, Санкт Петербург, 195251.

² SLS, Виллиген, Швейцария, 5232.

*nikiforovich@hotmail.com

В докладе представлены результаты испытания многоканального электронного спинового детектора, работа которого основана на принципах оптического изображения и классического рассеяния Мотта. Повышение эффективности по сравнению с одноканальным детектором Мотта достигает величины в 10^4 раз.

Введение

Разработан, изготовлен и испытан многоканальный электронный спиновый детектор (iMott - проекционный Мотт детектор). Детектор основан на принципах оптического изображения и классического рассеяния Мотта. Многоканальное электронное изображение, получаемое с помощью стандартного фотоэлектронного анализатора, повторно визуализируется электростатической линзой при ускоряющем напряжении 40 кэВ на Аи-мишень. Квазиупругие электроны, несущие спиновую асимметрию рассеяния Мотта, отображаются магнитными линзами на чувствительные к положению и энергии электронов CCD-детекторы. Дифференциальные сигналы с четырех детекторов дают многоканальное изображение спиновой асимметрии. Фундаментальными преимуществами этой концепции являются небольшие aberrации, достигаемые благодаря высоким ускоряющим напряжениям. Повышение эффективности по сравнению с одноканальным детектором Мотта достигает величины в 10^4 . Это открывает новые перспективы спектроскопии с разрешением по спину при применении не только к стандартным объемным и поверхностным системам (эффект Рашбы, топологические изоляторы и т. д.), но также к глубоко залегающим гетероструктурам.

Конструкция прибора. Тесты

Принцип работы прибора показан на рисунке 1. Для тестов использовался анализатор фирмы СПЕКС.

Изображения, получаемые в центральном и боковых детекторах представлены на рисунках 2,3,4.

Для получения изображения на выходе анализатора устанавливалась пластина с отверстиями 0.5 и 0.25мм

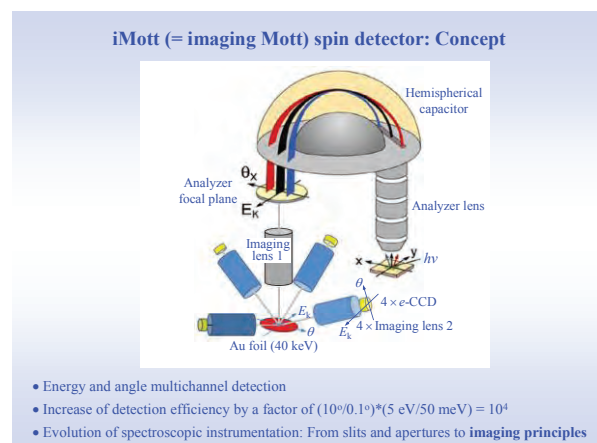


Рис. 1. Принцип возникновения изображения в детекторах

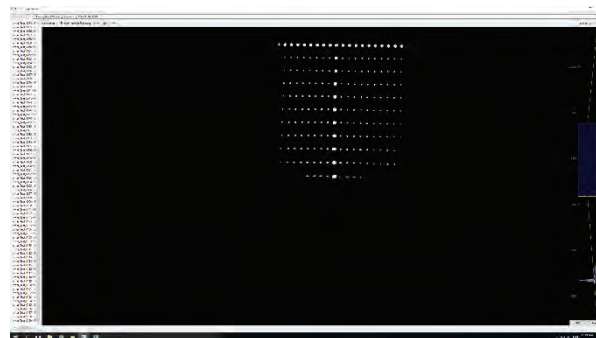


Рис. 2. Изображение в центральном детекторе, который для тестов оперативно устанавливался вместо золотой фольги простым поворотом специального манипулятора

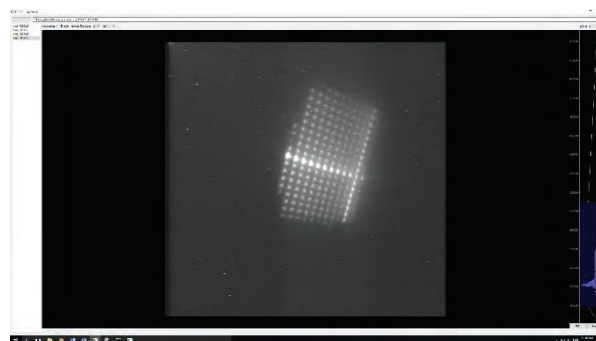


Рис. 3. Изображение в левом боковом детекторе после магнитной линзы

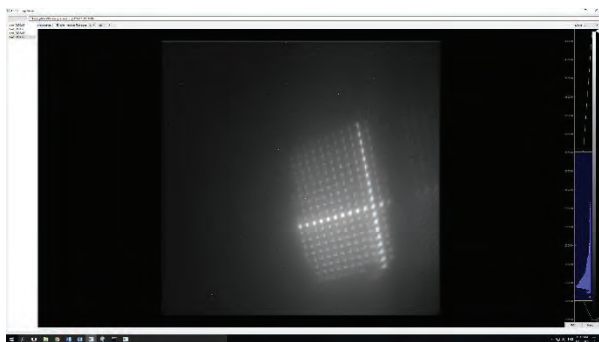


Рис. 4. Изображение в правом боковом детекторе после магнитной линзы

Обработка данных представленных на рис. 3 и 4 с использованием специальной программы позволила определять асимметрию моттовского рассеяния. Для тестов использовался специальный магнитный образец, поляризация которого известна.

Было установлено: эффективность измерения спиновой поляризации в каждой точке совпадала с эффективностью работы классического детектора Мотта: пространственное разрешение детекторной системы составило величину 0.1×0.1 мм.

Некоторые проблемы управления переключением спин-поляризованным током магнитной ячейки памяти

А.В. Половинкин^{1,*}, А.М. Тузиков^{1,§}, Д.В. Баландин^{1,§}

¹ ННГУ им. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*polovinkin@rf.unn.ru, §alex.tuzikov21@gmail.com, §dbalandin@yandex.ru

Рассматриваются задачи оптимального переключения спин-поляризованным током магнитных ячеек памяти с компланарным полем анизотропии и полем анизотропии, перпендикулярным магнитным слоям, при наличии внешнего магнитного поля не коллинеарного спин-поляризованному току. Анализируются структуры полученных сигналов оптимального управления. Отмечается, что при уменьшении внешнего не коллинеарного спин-поляризованному току магнитного поля энергия сигналов переключения растёт по закону, близкому к гиперболическому.

Введение

Задача поиска оптимального управления спин-поляризованным током бистабильной магнитной ячейки памяти была поставлена в работе [1]. Однако для рассмотренной в этой статье конфигурации магнитных слоев и внешнего магнитного поля переключение спин-поляризованным током возможно лишь при наличии флуктуаций магнитного поля, то есть является случайным событием.

Нами исследовался случай, когда благодаря наличию внешнего магнитного поля, не коллинеарного спин-поляризованному току, переключение магнитной ячейки может происходить независимо от наличия флуктуаций.

Постановка задачи управления

Рассматриваются две модели: с компланарным полем анизотропии (рис. 1а) и полем анизотропии направленным перпендикулярно магнитным слоям (рис. 1б).

Обе структуры состоят из двух ферромагнетиков, разделенных немагнитным слоем. Управление намагниченностью реализуется в более тонком свободном слое F_1 . Намагниченность второго слоя F_2 примерно постоянна.

Предполагается, что уравнение движения магнитного момента \mathbf{M} ячейки может быть описано уравнением Гинзбурга-Ландау:

$$\dot{\mathbf{M}} = \mathbf{T}_C + \mathbf{T}_L + \mathbf{T}_S \tag{1}$$

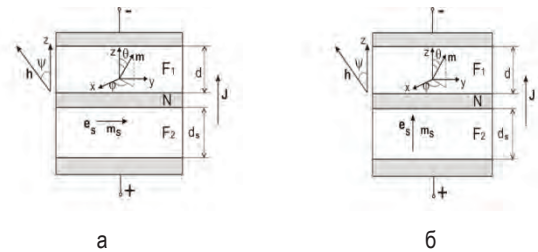


Рис. 1. Рассматриваемые структуры

Здесь $\mathbf{T}_C = -\gamma[\mathbf{M}, \mathbf{H}_{eff}]$ – слагаемое, отвечающее за прецессию, $\mathbf{T}_L = -\gamma(\alpha/M_s)[\mathbf{M}, [\mathbf{M}, \mathbf{H}_{eff}]]$ обусловлено наличием диссипативных сил в системе, а $\mathbf{T}_S = -\gamma(j_s/M_s)[\mathbf{M}, [\mathbf{M}, \mathbf{m}_s]]$ – слагаемое Шлосенковского-Берже, обусловленное наличием в системе спинового тока, γ – гиромагнитное отношение, α – коэффициент затухания, M_s – величина намагниченности насыщения, j_s – безразмерный параметр, характеризующий величину эффектов, связанных с переносом спинов током, \mathbf{m}_s – единичный вектор, указывающий направление намагниченности фиксированного слоя. Эффективное поле записывается как $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_f$, где \mathbf{H} – внешнее поле, \mathbf{H}_a – поле анизотропии, направленное вдоль оси x для модели, изображенной на рис. 1а и вдоль оси z для модели, изображенной на рис. 1б, \mathbf{H}_f – поле размагничивания [2, 3].

Магнитные энергии E_m систем, убывающие вдоль траекторий автономного движения магнитного момента, для обеих моделей являются функциями m_x, m_y, m_z и зависят от параметров h_a, h_x, h_y, h_z где $h_a = H_a/M_s$, m_x, m_y, m_z и h_x, h_y, h_z – проекции на оси декартовой системы координат векторов $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ и $\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_s$.

При физически обоснованных значениях параметров обе системы бистабильны и в сферической системе координат: θ , φ , $r = |\mathbf{m}| \equiv 1$ обладают двумя устойчивыми состояниями равновесия типа устойчивый фокус (а также неустойчивыми и седловыми состояниями равновесия). Отметим: без внешнего магнитного поля управление спин-поляризованным током невозможно из-за обнуления, в точках устойчивых состояний равновесия, слагаемых, пропорциональных току. При этом малое внешнее магнитное поле, не коллинеарное спин-поляризованному току, сдвигает устойчивые состояния равновесия, не меняя их тип.

Задача поиска оптимального управления ставилась следующим образом: необходимо минимизировать функционал $\eta = \int_0^{\tau_f} j_s^2(\tau) d\tau$ при начальных условиях: $\theta(0) = \theta_{01}$, $\varphi(0) = \varphi_{01}$ и конечных условиях: $\theta(\tau_f)$, $\varphi(\tau_f) \in L$. Здесь $\tau_0 = 0$ и τ_f , соответственно, безразмерные начальный и конечный моменты времени, θ_{0i} , и φ_{0i} – координаты i -го устойчивого состояния равновесия, а L – линия пересечения единичной сферы и окружающей второе устойчивое состояние равновесие поверхности фиксированного уровня магнитной энергии $E_m(\theta_{02}, \varphi_{02}) < E_m(L) < E_{m\ saddle}$, $E_{m\ saddle}$ – значение магнитной энергии в точке состояния равновесия типа седло (если оно существует), либо на неустойчивом предельном цикле.

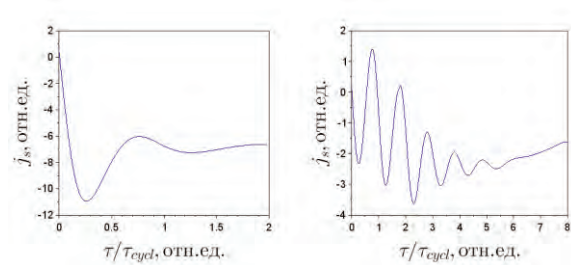
Результаты и обсуждения

Для обеих моделей были получены оптимальные сигналы переключения различной длительности, выраженной в единицах τ_{cycl} , где $\tau_{cycl} = 2\pi/\omega$, $\omega = Im(\lambda)$, λ – собственные числа линеаризованных уравнений движения магнитного момента вблизи устойчивых фокусов.

Анализ полученных зависимостей от времени оптимальных сигналов переключения $j_s(\tau)$ позволил сделать следующие выводы.

1. При длительности сигнала, превосходящей τ_{cycl} , оптимальный сигнал переключения может быть разложен на две компоненты: медленную компоненту с характерным временным масштабом

порядка длительности сигнала и быстрые осцилляции с длительностью полуволны $\approx 0.5\tau_{cycl}$.



а

б

Рис. 2. Примеры оптимальных переключающих сигналов длительностью а) $2\tau_{cycl}$, и б) $8\tau_{cycl}$ для модели с перпендикулярным полем анизотропии и $h_x = 0.4$, $h_y = h_z = 0$

2. В течение первой фазы сигнала на фоне медленного дрейфа происходят осцилляции, число которых возрастает с увеличением длительности сигнала. На второй фазе быстрые осцилляции затухают.

3. При длительности сигнала, существенно превышающей τ_{cycl} , оптимизация формы переключающего сигнала позволяет добиться энергии сигнала переключения, значительно меньшей по сравнению с минимальной энергией переключающего сигнала в форме синусоидальной полуволны.

4. Энергия оптимального сигнала переключения быстро (по закону, близкому к гиперболическому) возрастает при уменьшении перпендикулярной спин-поляризованному току компоненты внешнего магнитного поля $h_{\perp} = h \sin \psi$.

Литература

1. Yong Wang, Fu-Chun Zhang // Europhysics Letters, V. 102, P. 47001 (2013).
2. G. Siracusano, R. Tomasello // IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, V. 54, PP. 1-18 (2018).
3. N. Ostrovskaya, V. Skidanov, I. Iusipova, M. Skvortsov // The European Physical Journal Conferences, V. 185, P. 01008 (2018).

Исследование магнитных свойств антиферромагнитных наночастиц оксида никеля в сильных импульсных магнитных полях: выявление вкладов от различных магнитных подсистем и поведение при динамическом перемагничивании

С.И. Попков¹, А.А. Красиков¹, С.В. Семенов¹, А.А. Дубровский¹, Д.А. Великанов¹, В.Л. Кириллов², О.Н. Мартьянов², Д.А. Балаев¹

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Академгородок 660036.

² Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева 5, Новосибирск.

*dabalaev@iph.krasn.ru

Экспериментально исследованы процессы намагничивания и динамического перемагничивания антиферромагнитных (АФМ) наночастиц (НЧ) оксида никеля в сильных импульсных магнитных полях напряжённостью до 250 кОе и периодом импульса $\tau = 4\text{--}16$ ns. При исследовании процессов намагничивания НЧ NiO (средними размерами от 4-х до 23 nm) был однозначно (в отличие от измерений в обычно используемом диапазоне поле до 60–90 кОе) выявлен вклад ферромагнитной подсистемы, формирующейся в АФМ НЧ. Доля нескомпенсированных спинов (ферромагнитная подсистема) увеличивается при уменьшении размеров НЧ от 0.04% для 23 nm частиц до 2.4% для 4.5 nm частиц NiO. С использованием импульсных полей проведено исследование влияния периода импульса и максимального приложенного поля H_{\max} на поведение коэрцитивной силы H_C наночастиц NiO (динамическое перемагничивание). При таких исследованиях использовался режим, позволяющий использовать две полуволны импульсного поля. Обнаружено, что поведение H_C от параметров импульса – τ , H_{\max} для АФМ НЧ существенно различается от поведения H_C для ферромагнитных НЧ. Это связано со взаимодействием магнитных подсистем в АФМ наночастицах.

Введение

В наночастицах (НЧ) антиферромагнитных (АФМ) материалов формируются дополнительные магнитные подсистемы. Это приводит к кардинальному различию магнитных свойств АФМ НЧ по сравнению с объёмными антиферромагнетиками. В частности, в АФМ НЧ может происходить частичная декомпенсации спинов, в результате чего АФМ частица приобретает магнитный момент μ_{net} и формируется ферромагнитная (ФМ) подсистема [1]. Наличие нескольких магнитных подсистем затрудняет интерпретацию магнитных свойств АФМ НЧ. Для корректного определения вкладов магнитных подсистем, формирующихся в АФМ НЧ, необходимо проведение магнитных измерений в существенно более сильных внешних магнитных полях по сравнению с используемыми в стандартных экспериментах (до 60-90 кОе). Нами были проведены исследования намагничивания и динамического перемагничивания НЧ NiO с использованием сильных импульсных магнитных полей.

Методика эксперимента

Использовалась оригинальная установка Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН, использующая метод разрядки батареи конденсаторов через соленоид. Путём комбинирования тиристоров и диодов установку можно использовать в двух режимах: (1) одна полуволна с H_{\max} до 250–350 кОе и (2) две полуволны ($H_{\max} \sim 130\text{--}150$ кОе), см. рис.1. Величина H_{\max} определяется зарядом конденсаторов, а период полуволны τ (от 4 до 16 ns) – их ёмкостью. Намагниченность (зависимости $M(H)$) измерялась с использованием индукционного датчика. Методика приготовления и характеристика образцов НЧ NiO ($\langle d \rangle = 4.5, 8, 23$ nm) описана в [2,3].

Результаты

Зависимости $M(H)$ серии образцов НЧ NiO приведены на рис.2. Для НЧ размерами 4-8 nm выход кривой намагничивания на линейный участок достигается только в полях более 100 кОе. Из экстраполяции зависимостей $M(H)$ однозначно определя-

ется величина вклада ФМ подсистемы – M_{FM} . Из этой величины определена доля нескомпенсированных спинов, формирующих ФМ-подсистему. Нееллевское соотношение $\mu_{in} \sim \mu \cdot N^b$ [1] (μ – магнитный момент атома, N – количество атомов в частице) выполняется при значениях показателя степени b , равных 0.4, 0.45 и 0.54 для частиц среднего размера 23, 8 и 4.5 nm соответственно [2,3]. Это говорит о возрастающей роли дефектов в объёме частиц при уменьшении размеров АФМ наночастиц (согласно [1], $b=1/3, 1/2$ для дефектов на поверхности и в объёме частицы, соответственно).

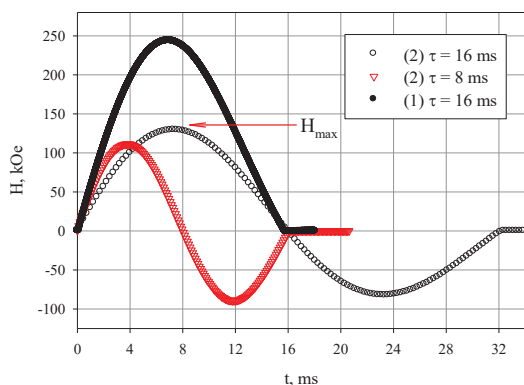


Рис. 1. Зависимость поля в соленоиде от времени для режимов (1) и (2)

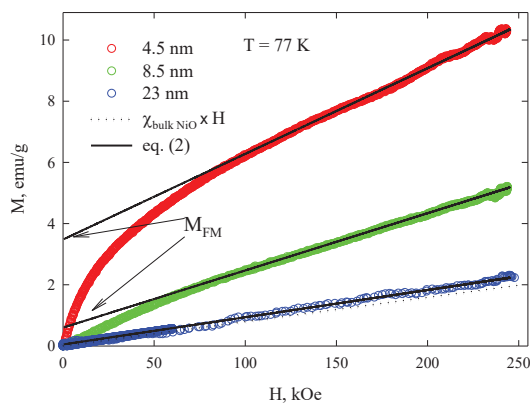


Рис. 2. Зависимости $M(H)$ для НЧ и объёмного («bulk») порошка NiO. Сплошные линии – определение M_{FM}

При исследовании процессов динамического перемагничивания НЧ NiO $\langle d \rangle = 8$ nm обнаружено [4], что H_C возрастает как при уменьшении τ (эквивалентно увеличению частоты), так и при увеличении H_{max} . Это связано с релаксационными процессами, типичными для однодоменных ФМ НЧ [5,6]. Параметры H_C и τ определяют скорость перемагничивания $dH/dt = H_{max}/2\tau$. Для ФМ НЧ этот параметр является универсальным для описания зависимостей

$H_C(dH/dt)$ [5]. Однако для АФМ НЧ однозначной зависимости H_C от dH/dt не наблюдается, и значительно большее влияние на H_C имеет параметр H_{max} . Это является особенностью, присущей именно АФМ НЧ [2,7], которая отражает взаимодействие магнитных подсистем в таких объектах.

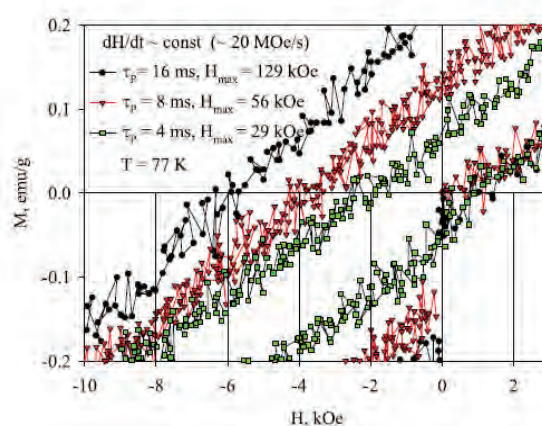


Рис. 3. Участки зависимости $M(H)$ для режима (2) (рис.1), полученные на НЧ NiO при $\langle d \rangle = 8.5$ nm

Благодарности. Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 1842-240012 «Перемагничивание магнитных наночастиц в сильных импульсных магнитных полях – новый подход к исследованию динамических эффектов, связанных с процессами намагничивания магнитных наночастиц».

Литература

1. L. Néel // C.R. Acad. Sci. Paris V 252, 4075 (1961).
2. S.I. Popkov, A.A. Krasikov, D.A. Velikanov, *et al.* // J. Magn. Magn. Mater. V. 483, 21 (2019).
3. S.I. Popkov, A.A. Krasikov, A.A. Dubrovskiy, *et al.* // J. Appl. Phys. V. 126, 103904 (2019).
4. D.A. Balaev, A.A. Krasikov, A.A. Dubrovskii, *et al.* // J. Supercond. Nov. Magn. V. 32, 405 (2019).
5. D.A. Balaev, I.S. Poperechny, A.A. Krasikov, *et al.* // J. Appl. Phys. V. 117, 063908 (2015).
6. I.S. Poperechny, Yu.L. Raikher, V.I. Stepanov. // Phys. Rev. B V. 82, 174423 (2010).
7. D.A. Balaev, A.A. Krasikov, D.A. Velikanov *et al.* // Physics of the Solid State V. 60, 1973 (2018).

Динамика переключения емкости и сопротивления в мемристивных структурах на базе нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$

В.В. Рыльков^{1,5,*}, М.Н. Мартышов², А.В. Ситников^{1,3}, А.В. Емельянов^{1,4},
А.А. Миннеханов¹, С.Н. Николаев¹, К.Э. Никируй¹, К.Ю. Черноглазов¹, М.Ю. Пресняков¹,
А.Л. Васильев¹, В.А. Демин¹, А.С. Веденеев⁵, П.А. Форш¹, Ю.Е. Калинин³,
А.Б. Грановский²

1 Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 123182 .

2 Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

3 Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж, 394026.

4 Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141700 .

5 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190 .

*vrylkov@mail.ru; rylkov_vv@nrcki.ru

Изучено резистивное переключение (РП) конденсаторных структур металл/нанокompозит (НК)/металл на основе НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с содержанием металлических наногранул $x \approx 8-20$ ат.%, полученных методом ионно-лучевого распыления. Особенность синтеза структур заключалась в использовании повышенного содержания кислорода ($\approx 2 \cdot 10^{-5}$ Торр) на начальном росте НК. Измерения выполнены как на постоянном, так и переменном токе в диапазоне частот 5 - 13 МГц. При переключении структур из высокоомного (R_{OFF}) в низкоомное (R_{ON}) состояние обнаружен эффект сильного увеличения их емкости, которое достигает 8 раз при $x \approx 15$ ат.% и отношении сопротивлений $R_{\text{OFF}}/R_{\text{ON}} \sim 40$. Эффект объясняется синергетическим сочетанием многофиламентного характера РП и структурных особенностей образцов, связанных с формированием высокоомной, сильно поляризуемой оксидной прослойки у нижнего электрода структур. Представлены результаты исследований кинетики релаксации резистивных состояний, подтверждающие предложенную качественную модель мемристивного эффекта.

Введение

Мемристоры (резисторы с памятью) являются перспективными элементами при построении нового типа энергонезависимой памяти типа RRAM и нейроморфных вычислительных систем (НВС), поскольку обладают малым энергопотреблением при записи/считывании информации, многоуровневым характером резистивного переключения (РП) и потому способны эмулировать ключевые элементы НВС – синапсы [1].

Эффекты РП обычно наблюдают в мемристивных структурах металл/оксид/металл (МOM), в которых они обусловлены процессами электромиграции вакансий кислорода или катионов металлов. В результате в диэлектрическом слое образуются (или разрушаются) нитевидные проводящие каналы (филаменты), характер формирования которых в значительной степени случаен, что является одной из основных причин деградации свойств мемристоров при циклических РП [1]. В наших недавних исследованиях магнитных структур металл/нанокompозит/металл (М/НК/М) на основе НК $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ наблюдался эффект РП с отношением сопротивлений

в высокоомном (HRS) и низкоомном (LRS) состояниях $R_{\text{OFF}}/R_{\text{ON}} \sim 100$ при некотором оптимальном значении $x = x_{\text{опт}} \approx 11-15$ ат.% ниже порога перколяции НК [2, 3]. Эффект хорошо воспроизводился при числе циклов РП $> 10^5$ и практически не зависел от типа контактов. Кроме того, синтезированные М/НК/М структуры обладали высокой степенью пластичности (плавным характером задания резистивного состояния в окне $R_{\text{ON}}-R_{\text{OFF}}$), что позволило эмулировать важные свойства биологических синапсов [4, 5]. Однако, детали механизма РП остались невыясненными. С этой целью мы выполнили дополнительные исследования поведения емкости структур при РП, а также релаксаций возникающих резистивных состояний в диапазоне температур $T=290-390$ К, которые описаны ниже.

Образцы и результаты эксперимента

Структуры $\text{M}/(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{M}$ были синтезированы методом ионно-лучевого распыления составной мишени специальной конструкции, позволяющей в едином цикле формировать НК различного состава $x = 6 - 50$ ат. %. Особенность формирования структур

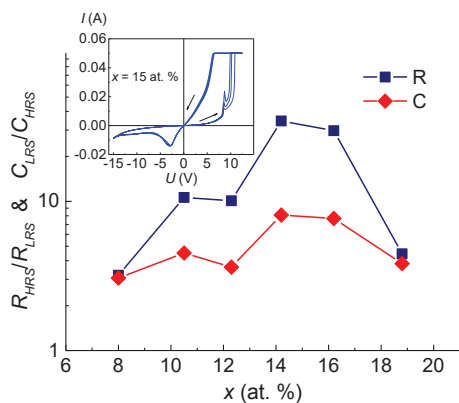


Рис. 1. Зависимость относительного изменения сопротивления и емкости М/НК/М структуры в процессе РП между HRS и LRS от содержания металла, измеренные на частоте 1 кГц. На вставке – ВАХ структуры с оптимальным содержанием металла $x_{opt} \approx 15$ ат. % (стрелками показано направление сканирования)

заклучалась в том, что на начальном этапе осаждение НК производилось в режиме заданного потока кислорода при высоком парциальном его давлении $P_{O_2} \approx 2.5 \cdot 10^{-5}$ Торр в течение ≈ 10 мин, после чего поток O_2 уменьшался. Дальнейшее осаждение осуществлялось в течение ≈ 120 мин при $P_{O_2} \approx 1 \cdot 10^{-5}$ Торр (значения P_{O_2} приведены для предельного вакуума в камере $P \approx 6 \cdot 10^{-6}$ Торр). Структурные исследования методами высокоразрешающей электронной микроскопии показали, что в результате такой процедуры у нижнего электрода формируется развитая оксидная прослойка преимущественно из аморфного $LiNbO_3$ толщиной 15-18 нм. Кроме того, из измерений намагниченности было установлено, что значительная часть атомов металла находится в матрице в виде диспергированных магнитных ионов Fe^{2+} и Co^{2+} (до $3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$) [1].

Емкость структур изучалась с помощью импеданс-анализатора HP 4192A в диапазоне частот f от 5 Гц до 13 МГц при амплитуде переменного сигнала 50 мВ. Исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) М/НК/М структур на постоянном токе выполнялись с помощью четырехканального источника-измерителя PXIe-4140 (National Instruments) на аналитической зондовой станции PM5 (Cascade Microtech). Для измерений кинетических характеристик М/НК/М структур при $T=290-390$ К была использована автоматизированная установка на базе источника программируемого питания MOTESCH.

На рис. 1 показаны зависимости относительного изменения емкости C и сопротивления R при РП структуры из HRS в LRS состояние от содержания металлической фазы. Видно, что емкость увеличивается при РП. При этом наблюдается хорошая корреляция в

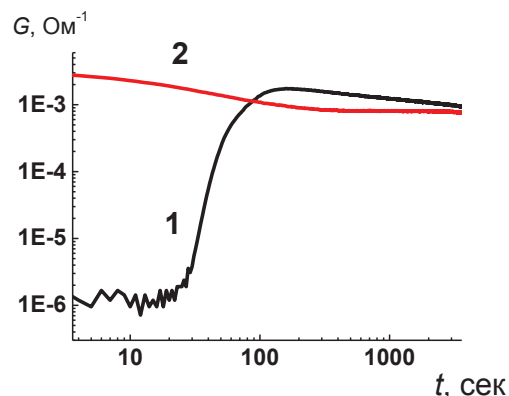


Рис. 2. Временные зависимости кондуктанса G структуры М/НК/М при $T = 340$ К в процессе перехода из HRS (кривая 1) и LRS (кривая 2) в промежуточное состояние

поведении C_{LRS}/C_{HRS} и R_{HRS}/R_{LRS} от x . Максимальное изменение C , достигающее 8, также как и максимальное изменение R (около 40), наблюдается ниже порога перколяции для структур с $x \approx 14-16$ ат. % (рис. 1). При исследовании релаксаций резистивных состояний выявлено два характерных времени, а также обнаружено немонотонное поведение R в процессе перехода структуры из HRS в промежуточное состояние, усиливающееся с повышением температуры (рис. 2).

На основании полученных данных предложена качественная модель РП, в которой обнаруженные особенности объясняются синергетическим сочетанием многофиламентного характера РП и структурных особенностей образцов, связанных с формированием высокоомной, сильно поляризуемой оксидной прослойки у нижнего электрода структур.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-79-10253 в части синтеза образцов и исследований емкостного переключения и грантов РФФИ (№№ 19-29-03022, 19-07-00471, 19-07-00738, 18-37-20014, 18-07-00756, 18-07-00729) в части исследования динамических свойств мемристивных структур.

Литература

1. Z. Wang *et al.* // Nat. Rev. Mater. (2020). <https://doi.org/10.1038/s41578-019-0159-3>
2. В.В. Рьльков *и др.* // ЖЭТФ 153, 424 (2018).
3. В.А. Леванов *и др.* // РЭ 63, 489 (2018).
4. К.Е. Nikiryu *et al.* // AIP Advances 9, 065116 (2019).
5. A.V. Emelyanov *et al.* // Nanotechnology 31, 045201 (2020).

Искусственные решетки магнитных скирмионов

М.В. Сапожников^{1*}, Ю.В. Петров², Н.С. Гусев¹, А.Г. Темиряев³, О.Л. Ермолаева¹, В.Л. Миронов¹, О.Г. Удалов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН — филиал ФИЦ "Институт прикладной физики Российской академии наук", Нижний Новгород.

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург.

³ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Фрязино, Московская область.

*msap@ipmras.ru

Многослойные пленки Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией были облучены сфокусированным пучком ионов He⁺ для локального уменьшения значения анизотропии. Облученные пятна имеют диаметры 100 - 200 нм и располагаются на квадратных решетках с периодами 200 - 300 нм. Концентрическое распределение дозы облучения внутри пятна приводит к радиальной модуляции константы анизотропии, что провоцирует образование магнитных скирмионов при перемагничивании системы. Они остаются стабильными в нулевых внешних полях при комнатной температуре. Петли намагниченности образцов исследованы магнитооптической магнитометрией и хорошо согласуются с микромагнитным моделированием системы.

Магнитная анизотропия многослойных пленок Co/Pt может быть модифицирована облучением ионами He⁺. Облучение вызывает смешивание атомов на границах раздела Co/Pt. Этот эффект уменьшает поверхностную перпендикулярную (легкая ось) анизотропию. В зависимости от дозы облучения перпендикулярная анизотропия может быть уменьшена или даже преобразована в анизотропию типа "легкая плоскость". Локальное облучение магнитной пленки ионами He позволяет получать решетку из мелких цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) различными типами доменной стенки (луковичной, неелевского и блоховского типа). При равномерном распределении дозы облучения по пятну эти ЦМД могут как иметь (скирмионы), так и не иметь (скирмиониум или луковое состояние) топологического заряда. Кроме того, не все облученные пятна перемагничиваются в процессе размагничивания, что приводит к образованию нерегулярного скирмионного ансамбля в нулевом внешнем магнитном поле.

В этой работе мы формируем структуры. Использовался неоднородный концентрический флюенс облучения, позволяющий получить анизотропное неоднородное пространственное распределение, способствующее зарождению скирмионов. Облученные пятна имеют кольцевую внешнюю область с анизотропией типа "легкая плоскость". Это приводит к тому, что процесс перемагничивания стартует с образования замкнутой в кольцо доменной стенки блоховского типа. В результате в нулевом поле формируются ЦМД, обладающие топологией маг-

нитного скирмиона. В образцах с неоднородным облучением мы получили плотную и очень правильную решетку магнитных скирмионов путем перемагничивания в однородном магнитном поле.

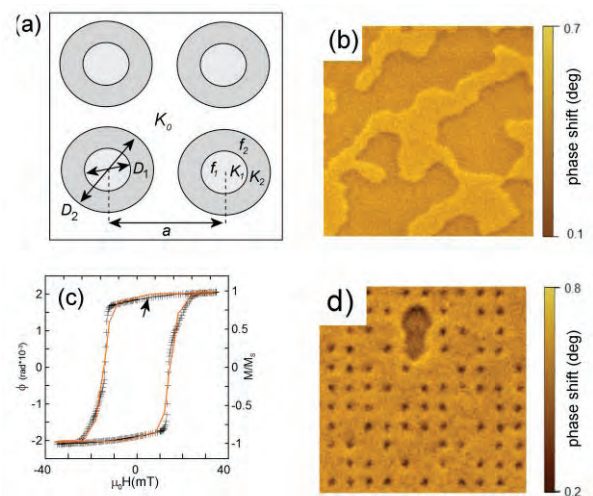


Рис. 1. (а) Геометрия неоднородного облучения пятен. D_1 и D_2 - диаметры областей с разной дозой облучения (f_1 и f_2 соответственно) и анизотропией (K_1 , K_2). (б) МСМ-изображение (3×3 мкм) структуры лабиринтного домена в исходной пленке Co/Pt. (в) Петля гистерезиса намагниченности того же образца. Крестики соответствуют полярному магнитооптическому эффекту Керра, красная сплошная линия - петля намагничивания, полученная в результате численного моделирования. (г) МСМ-изображение (2×2 мкм) остаточного магнитного состояния образца с равномерной дозой ионного облучения He⁺ ($2,5 \times 10^{15}$ ионов/см²) в пределах пятна засветки

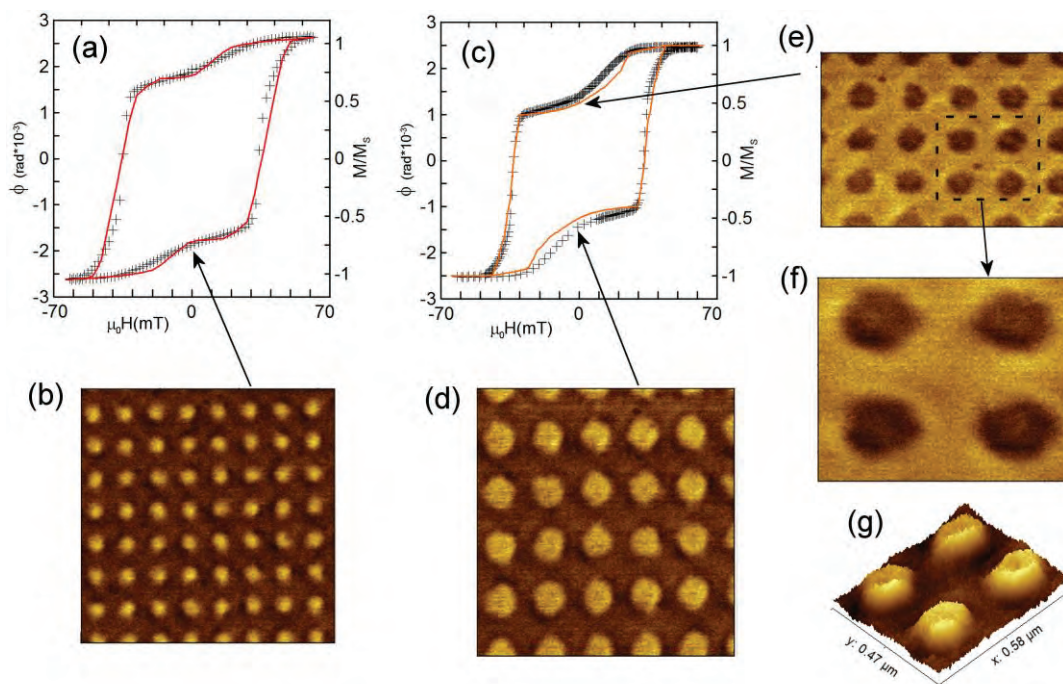


Рис. 2. (а) Петля гистерезиса намагниченности образца с концентрическим распределением дозы облучения He^+ (образец № 2, диаметр пятна $D_1 = 100$ нм). Крестики соответствуют величине полярного магнитооптического эффекта Керра, сплошная красная линия - петля намагничивания, полученная в результате численного моделирования. (б) МСМ-изображение магнитного состояния того же образца в остаточном состоянии, ширина сканирования составляет 1,6 мкм. (в) Петля гистерезиса намагниченности образца с концентрическим распределением дозы облучения He^+ (образец № 3, диаметр пятна $D_1 = 200$ нм). Крестики соответствуют полярному магнитооптическому эффекту Керра, а сплошная линия - петля намагниченности, полученная в результате численного моделирования. (г,е) МСМ-изображения магнитного состояния того же образца в остаточном состоянии, ширина сканирования составляет 1,6 мкм. Увеличенное изображение (ф) и изометрический вид (г) МСМ сигнала MFM от участка из четырех точек

Такие системы обладают высокой топологической плотностью заряда и перспективны для изучения топологических транспортных эффектов.

Образцы были изготовлены на основе многослойных пленок Co/Pt , исходно обладающих перпендикулярной анизотропией. Экспонированные ионами области имеют круглую форму диаметром 100 - 200 нм и расположены на квадратной решетке с периодом 200 - 300 нм соответственно (использовался ионный гелиевый микроскоп Carl Zeiss Orion с литографической системой Nanomaker). Атомно-силовое исследование поверхности продемонстрировало отсутствие изменения рельефа пленки, в то время как магнитно-силовые измерения показали формирование цилиндрических магнитных доменов (ЦМД), запиннигованных в облученных областях. В зависимости от радиуса пятна облучения в

нулевом поле происходит формирование магнитных скирмионов ($D = 100$ нм) или скирмиониумов ($D = 200$ нм). Последние представляют собой пару концентрически вложенных магнитных скирмионов, обладающих противоположным знаком топологического заряда.

Кривые намагничивания структур были исследованы методами холловской и Керровской оптической магнитометрии. Полученные экспериментальные кривые намагничивания находятся в хорошем соответствии с результатами микромагнитного моделирования выполненного при помощи программного пакета OOMMF

Работа поддержана грантами РФФИ № 18-02-00827 и № 18-32-20036. При выполнении работы использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Ферромагнитный резонанс в многослойных наномангнитах

Е.В. Скороходов*, Р.В. Горев, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*evgeny@ipmras.ru,

Проведено численное моделирование ферромагнитного резонанса (ФМР) в многослойных ферромагнитных нанодисках диаметром 100 нм, разделенных немагнитной прослойкой толщиной 5 нм. В таких системах сильное магнитостатическое взаимодействие между слоями приводит к устойчивым неколлинеарным магнитным состояниям в отсутствие внешнего поля. Прикладывая внешнее поле, в данных системах можно получать также антиферромагнитную и ферромагнитную конфигурацию магнитного момента. Микромагнитное моделирование ФМР демонстрирует существенную перестройку спектра при переходе от одной конфигурации магнитного момента к другой – меняется количество резонансов, их положение и интенсивность, а также пространственная структура колебаний намагниченности, соответствующей различным резонансам.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется изучению СВЧ свойств магнитных наноструктур. Большинство исследований динамики намагниченности связано с магнитными системами, находящимися в однородном магнитном состоянии. Однако в последние годы все больше появляется теоретических и экспериментальных работ, где исследуются СВЧ свойства магнитных систем с неоднородным равновесным распределением магнитного момента [1]. Изучение динамики намагниченности в таких системах представляет интерес с точки зрения создания новых приборов СВЧ электроники. Кроме того, спектры поглощения СВЧ излучения могут являться средством диагностики магнитных состояний изучаемой системы.

Одним из способов создания неколлинеарных состояний является использование многослойных паттернированных систем [2]. Неоднородность магнитного момента создается за счет дальнегодействующего характера магнитостатического взаимодействия. В частности, в системе из трёх дисков, расположенных один над другим, может быть реализовано геликоидальное распределение магнитного момента. Данная работа посвящена изучению спектра ферромагнитного резонанса (ФМР) в системе из трех дисков диаметром 100 нм, разделенных немагнитной прослойкой толщиной 5 нм, методом микромагнитного моделирования.

Алгоритм расчета

Моделирование проводилось в пакете OOMMF. Были выбраны следующие геометрические параметры системы: диаметр дисков 100 нм, толщина

дисков составляла 4 нм, зазоры между дисками 4 нм. В качестве материала был выбран пермаллой $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (намагниченность насыщения 8×10^5 А/м, постоянная обменного взаимодействия 13×10^{-12} Дж/м, параметр диссипации 0.01). При таких параметрах и в отсутствие внешнего магнитного поля углы между средними намагниченностями отдельных дисков составляют 120° (рис. 1). При величине внешнего поля $H=200$ Ое реализуется антиферромагнитное. При значении внешнего поля более 1000 Ое реализуется ферромагнитное состояние. Для расчёта спектра ФМР первоначально система приводилась в состояние равновесия, после чего к ней прикладывалось переменное магнитное поле, направление которого параллельно плоскости дисков и перпендикулярно намагниченности диска II, а затем регистрировалась амплитуда установившихся колебаний. Частота возбуждающего СВЧ поля изменялась в диапазоне от 0 до 15 ГГц с шагом 0.1 ГГц.

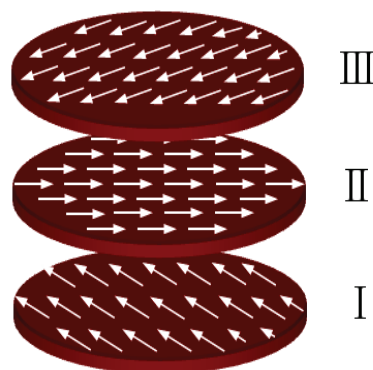


Рис. 1. Геликоидальное распределение намагниченности в системе из трёх дисков.

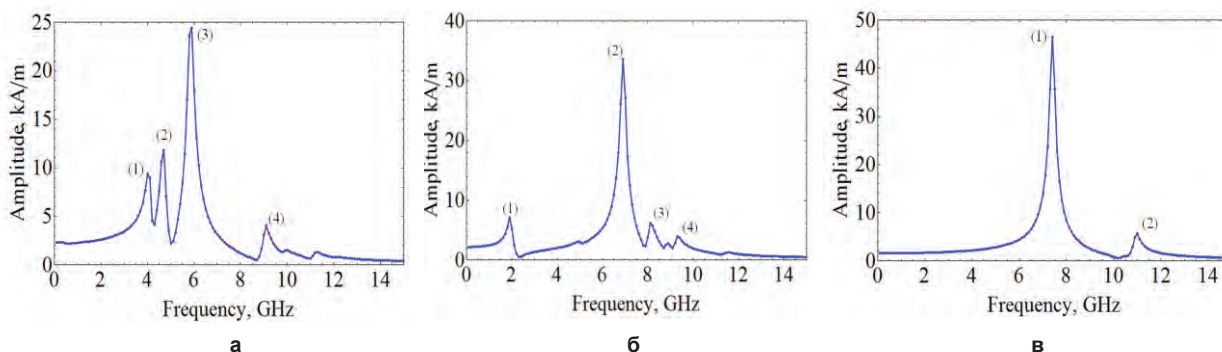


Рис. 2. ФМР спектр системы из трёх дисков с геликоидальным распределением намагниченности (внешнее поле 0 Гс) (а); с антиферромагнитным распределением намагниченности (внешнее поле 200 Гс) (б) и с ферромагнитным распределением намагниченности (внешнее поле 1000 Гс) (в)

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования спектров ФМР при различном распределении намагниченности в системе. Можно видеть, что спектр ФМР существенным образом переорганизуется при переходе от одной конфигурации магнитного момента к другой. Изменения происходят как в количестве и положении резонансных пиков, так и в пространственной структуре резонансных мод. В системе, находящейся в геликоидальном и антиферромагнитном состояниях, имеется четыре резонанса. Однако в антиферромагнитном состоянии один из резонансных пиков является значительно более интенсивным, чем остальные. В ферромагнитном состоянии имеются только два резонансных пика, один из которых гораздо интенсивнее другого. Т.е., изучая спектры ФМР, можно судить о магнитном состоянии изучаемой системы. Для анализа модового состава резонансов были рассчитаны пространственные распределения амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности при СВЧ накачке на резонансных частотах. Визуализация распределения переменной составляющей намагниченности показало, что все резонансные колебания для всех магнитных конфигураций являются неоднородными в данном диапазоне частот. Проанализируем в качестве примера структуру резонансных мод для случая с геликоидальным распределением намагниченности. В резонансе (1) колебания намагниченности наблюдаются только в центральном диске в виде колебаний намагниченности у краев. Между колебаниями

намагниченности у разных краев имеется разность фаз 90° . У моды, соответствующей резонансу (2), колебания намагниченности совершаются вблизи краёв каждого из дисков и внутри каждого диска разности фаз между колебаниями составляют также 90° . Резонанс (3) имеет более сложную структуру: намагниченности I и III дисков колеблются в фазе, а колебания намагниченности диска II сдвинуты по фазе на 90° . Между колебаниями намагниченности у разных краев внутри I и III дисков есть разность фаз 90° , а у диска II разность фаз между колебаниями отсутствует. Наконец, резонанс (4) представляет собой следующее. Мода колебаний в каждом диске является локализованным у четырех краев неоднородным колебанием. Локализация колебаний определяется направлением намагниченности в каждом из дисков. Разность фаз между колебаниями намагниченности у различных краев составляет 0° или 180° .

Работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований (проект 18-02-00247 и проект 18-02-00827).

Литература

1. A.Volodin *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* V. **113**, N. 12. P. 122407 (2018).
2. A.A. Fraerman, B.A. Gribkov, S.A. Gusev *et al.* // *JAP* **103**, 073916 (2008).

Исследование эффекта Холла в тонких пленках CoPt

М.В. Степушкин^{1,*}, А.В. Здравейцев², Е.Н. Миргородская¹,
М.П. Темиряева¹, И.Л. Калентьева²

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, 141190.

² ИНИФИТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*sokproweheu@yandex.ru

Проведены исследования магнитных свойств пленок CoPt толщиной 8 нм с соотношением толщин металлов 3:5. Показано, что такие пленки обладают высокой остаточной намагниченностью, что делает их перспективным материалом для применения в запоминающих устройствах. Также в них возможно формирование скирмионов, для детектирования которых можно использовать эффект Холла.

Введение

С точки зрения практической реализации устройств спинтроники на основе скирмионов актуальной является разработка методов электрического детектирования скирмионов. Одним из возможных путей решения является использование эффекта Холла. В связи с этим возникает и важный вопрос о понимании механизма возникновения холловского напряжения в пленках со скирмионами.

Исследовались пленки CoPt толщиной 8 нм, полученные последовательным напылением 10 бислоев Co (0,3 нм) и Pt (0,5 нм) методом электронно-лучевого испарения. Подобные пленки являются перспективным материалом для спинтроники и создания элементов памяти. Некоторые магнитные и магнитооптические свойства пленок данного состава были представлены в работах [1-3]. В частности, была продемонстрирована возможность зарождения в них скирмионов.

Методика эксперимента

Для проведения экспериментов с помощью литографии и последующего плазменного травления были изготовлены мезоструктуры (холловские мостики) с шириной канала 5 мкм. Измерения проводились в криостате замкнутого цикла в широком диапазоне температур (10 — 300 К). Прикладываемое магнитное поле изменялось от нуля (на графике - точка пересечения петли гистерезиса с отрицательной полуосью ординат) до максимального (крайняя правая точка), после чего снова снижалось к нулю (пересечение с положительной полуосью ординат). Далее направление магнитного поля менялось на противоположное, и измерялась вторая часть петли. Для минимизации

влияния помех измерения проводились на переменном токе с частотой 133 Гц и амплитудой от 45 до 1908 нА, что для данной серии образцов соответствует плотностям тока $1,13 \cdot 10^6$ — $50 \cdot 10^6$ А/м².

Полученные зависимости эффекта Холла от температуры приведены на рисунке 1.

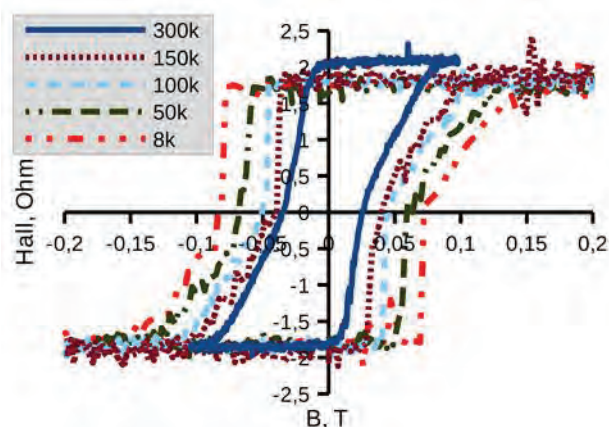


Рис. 1. Зависимость эффекта Холла от температуры

Из графика видно, что со снижением температуры ширина петли гистерезиса (коэрцитивная сила) увеличивается в 2,6 раз (от 0,06 Тл при комнатной температуре до 0,156 Тл при 10 К), тогда как значение холловского сопротивления изменяется незначительно, от 3,9 Ом до 3,5 Ом. Относительно высокие значения холловского сопротивления показывают перспективность дальнейших исследований с целью проведения измерений на структурах субмикронных размеров, что, вероятно, может помочь в понимании механизма происходящих процессов.

Была проведена серия измерений в слабых магнитных полях, ниже поля насыщения пленки, продемонстрировавшая возможность создания различных магнит-

ных состояний, стабильных в отсутствие внешнего магнитного поля. Представляет интерес сопоставления полученных данных Холловского сигнала с доменными структурами, непосредственно измеренными методом магнитно-силовой микроскопии.

Измерение зависимости продольного сопротивления образца от магнитного поля показало незначительное увеличение сопротивления во время перемагничивания, то есть изменения доменной структуры, как показано на рисунке 2. Для данного образца изменение сопротивления составило 0,14%.

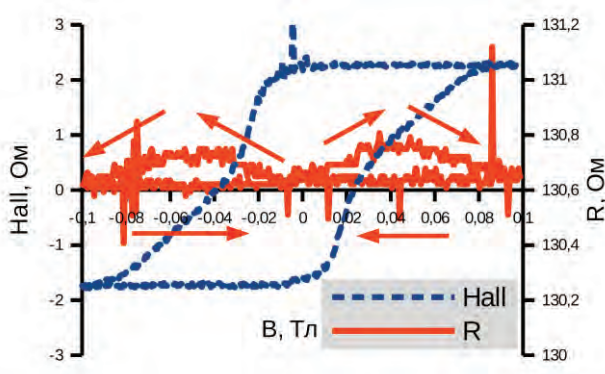


Рис. 2. Зависимости эффекта Холла и продольного сопротивления от магнитного поля

Заключение

Пленки CoPt толщиной 8 нм с соотношением толщин металлов 3:5 обладают высокой остаточной намагни-

ченностью, что делает их перспективным материалом для устройств хранения информации.

Исследования эффекта Холла и продольного сопротивления показали возможность применения этих методов для определения намагниченности большой площади образца, а устойчивость к токам значительной плотности обеспечивает возможность проведения дальнейших исследований на структурах с меньшими размерами рабочей области.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 18-29-19137мк, 20-38-70063-Стабильность), грантов Президента РФ (МД-1708.2019.2, МК-445.2020.2).

Литература

1. А.В. Здоровейщев, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова, П.Б. Демина, А.В. Кудрин, А.Г. Темиряев, М.П. Темиряева. ФТТ 58, 2186 (2016).
2. А.Г. Темиряев, М.П. Темиряева, А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Кудрин. ФТТ 60, 2158 (2018)
3. А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, А.В. Кудрин, А.Г. Темиряев, М.П. Темиряева. ФТТ, 61, 1628 (2019)

Синтез и свойства пленок ферритов на подложках полупроводников и диэлектриков

А.И. Стогний*, А.В. Труханов, Н.Н. Новицкий

ГО НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072

*stognij@physics.by

Представлено обобщение опубликованных и новых результатов для пленок феррит-шпинелей и ферритгранатов толщиной в десятки-сотни нанометров на коммерчески доступных подложках кремния, нитрида (арсенида) галлия и ниобата лития. Гетероструктуры получены осаждением слоев расчетного стехиометрического катионного состава на холодную подложку методом ионно-лучевого осаждения-распыления и быстрым отжигом. Это обеспечило высокую адгезию слоев на стадии осаждения к подложке и преобладание процессов кристаллизации над диффузионными при высокотемпературном нагреве. Объемоподобные магнитные, магнитооптические и СВЧ характеристики гетероструктур достигнуты за счет распыления исходных переходных слоев до приинтерфейсной области и повторения цикла осаждения-отжига рабочего слоя(слоев). Приведены примеры применения полученных пленок ферритгранатов в магнитофотонике, магнотонике и магнитной электронике.

Введение

Проблема получения пленок ферритов, к которым относятся гексаферриты, феррит-гранаты и ортоферриты, обусловлена их практической востребованностью.

Еще в 80-х годах прошлого столетия была решена проблема получения монокристаллических пленок $Y_3Fe_5O_{12}$ на эпитаксиально-согласованных подложках $Gd_3Ga_5O_{12}$. Эти пленки характеризовались удовлетворительными свойствами оптической прозрачности и рекордно узкой шириной линии ферромагнитного резонанса в диапазоне толщин 1–10 мкм. Далее был получен типоряд пленок ферритгранатов с замещениями редкоземельными катионами, которые представляют и в настоящее время интерес для задач магнитооптики, в том числе магнитоплазменной фотоники. Однако эти работы проводились для задач получения памяти на цилиндрических магнитных доменах, идея оказалась безрезультативной, а десятки заводов прекратили существование в 90-х годах. В настоящее время пленочные структуры феррит-гранатов находят широкое применение при решении специфических задач СВЧ, магнитооптики и магнитоэлектроники. Получение качественных пленок гексаферритов и ортоферритов микронных толщин находится на исследовательском уровне. Последнее связано с отсутствием эпитаксиально согласованных подложек условно немагнитной природы для этих оптически прозрачных магнетиков.

Магнетронное ВЧ распыление со смещением, ионно-лучевое распыление и лазерное испарение обеспечили прогресс в получении пленок магнитоэлектриков класса ферритов на структурно несогласованных с формируемой пленкой подложках. Однако получаются поликристаллические структуры, которые существенно уступают своим массивным аналогам, или обладают в исходном состоянии перспективными свойствами для практического применения и научных исследований, но существенно деградируют в операциях постростовой обработки (травление, металлизация, герметизация) по мере изготовления приборных структур.

Синтез пленочных гетероструктур методом повторного ионно-лучевого распыления-осаждения

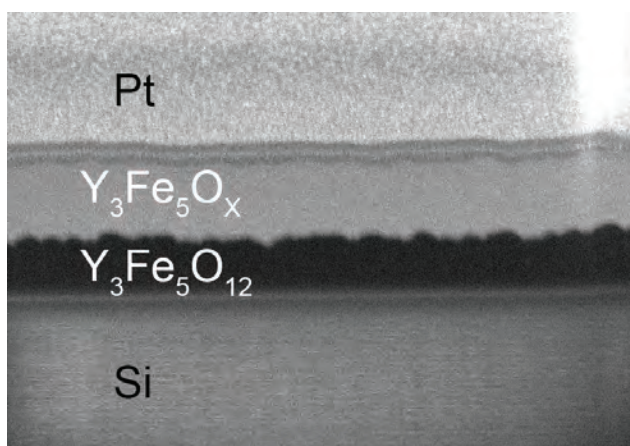
Нами разработаны процессы бездефектного постростового распыления-напыления и металлизации структур на основе пленок $Y_3Fe_5O_{12}$ и их лигатур методом ионно-лучевого распыления-осаждения пучками низкоэнергетичных ионов кислорода с энергиями до 600 эВ и плотностью тока до $0,25 \text{ mA/cm}^2$, которые позволяют формировать магнитные кристаллы с перспективными и новыми характеристиками на основе структур $Y_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}$. В развитие последнего показано, что использованием мишеней специально подобранного катионного состава и варьированием режимами ионного пучка можно формировать пленки феррит-шпинелей $Mg(Fe,Ga)_2O_4$, гексаферрита ба-

рия $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ и, самое главное, $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на коммерчески доступных подложках кремния, а для $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ – арсенида и нитрида галлия [1–3] (Рис. 1,2), $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и т.д.

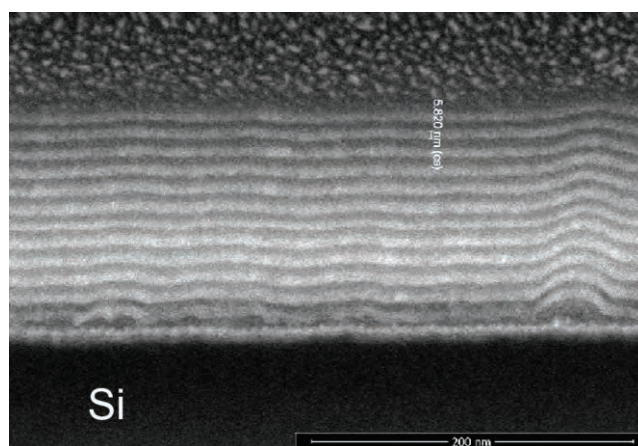
Указанные плёнки являются поликристаллическими и с характеристиками, которые в десятки раз уступают своим объёмным аналогам, но они – стойкие объекты к процессам формирования структур микроэлектроники на их основе. Это достигнуто за счёт обеспечения условий осаждения стехиометрического по катионам начального слоя на подложки полупроводников и диэлектриков, монокристаллов и керамики с предварительно сформированными на их поверхности диффузионными барьерами на основе TiO_2 , Al_2O_3 и SiO_2 наноразмерной толщины. В результате кристаллизация при постростовом отжиге происходит за счет формирования химическую связь между соседними атомами в отсутствие диффузионного обмена, поэтому полученные структуры характеризуются плоскопараллельными

интерфейсными границами и стабильными свойствами.

В докладе обсуждаются подходы к получению совершенных структур, т.н. «псевдоэпитаксия», т.к. более монокристаллические плёнки, выращенные в более согласованных с подложкой условиях, в процессе постростовой обработки деградируют в гораздо большей степени, чем поликристаллические плёнки, которые испытали релаксацию упругих процессов во время кристаллизации; акцентируется, что минитюаризация устройств до микронных размеров в латеральном направлении позволяет использовать плёнки поликристаллов с размерами монокристаллических зёрен в несколько микрометров как бездефектные структуры; актуализируется проблема локализации и отбраковки структур магнитной микроэлектроники при групповом изготовлении, обусловленная объёмной (аксиальной) природой магнитного поля.



а



б

Рис. 1. а – свеженапыленный слой $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_x$ (100 нм)/поликристаллический слой $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (50 нм)/подложка кремния с наноразмерным слоем AlO_x (не обозначен); б – многослойная гетероструктура ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{15}$ (6 нм)/ $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (6 нм))/12/ TiO_x /Si

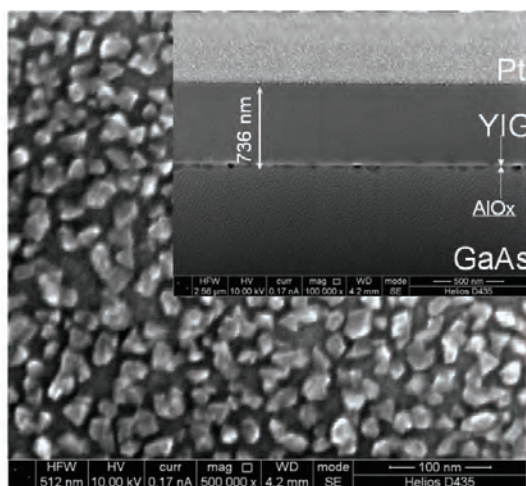


Рис. 2. Поликристаллическая пленка $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на GaAs

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ–БРФФИ Ф18Р–086 (18-57-00006), Ф18Р–087 (18-07-00509), Ф18Р–244(18-57-76001).

Литература

1. Нипан Г.Д., Стогний А.И., Кецо В.А. // Успехи химии. Т. 81, № 5, С. 458 (2012).
2. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova et al. // PHYSICAL REVIEW B. Vol. **99**, 054424 (2019).
3. E. N. Beginin, A. V. Sadovnikov, A. Yu. Sharaevskaya et al // Applied Physics Letters. Vol. 112, 122404 (2018).

Влияние поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория на отражение поляризованных нейтронов

Д.А. Татарский

Институт физики микроструктур РАН, ул. академическая, д.7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, 603087, Россия.

*tatarsky@ipmras.ru

Антисимметричное обменное взаимодействие Дзялошинского-Мория (ВДМ) в нецентросимметричных системах приводит к различным неоднородным киральным магнитным текстурам. Для исследования магнитных плёнок применяют методы рефлектометрии поляризованных нейтронов. В рамках приближения сплошной среды мы исследуем влияние ВДМ на отражение поляризованных нейтронов от многослойных магнитных плёнок со случайной магнитной анизотропией.

В многослойных плёнках с перпендикулярной анизотропией с интерфейсами ферромагнетик-тяжёлый металл, благодаря отсутствию центра инверсии, существует поверхностно-индуцированное взаимодействие Дзялошинского-Мория (пВДМ), которое стабилизирует монокиральные неелевские доменные стенки и неелевские скирмионы при комнатных температурах. Несмотря на то, что рефлектометрия поляризованных нейтронов является мощным методом исследования магнитных плёнок, до сих пор нет теоретических и экспериментальных работ, в которых бы рассматривались особенности отражения поляризованных нейтронов, возникающих именно благодаря пВДМ.

В данной работе в рамках теории возмущений рассчитаны флуктуации намагниченности вблизи насыщения. Показано, что пВДМ приводит к возникновению длинноволновых киральных корреляций. Также, в рамках борновского приближения показано, что рассеяние поляризованных нейтронов будет обладать асимметрией относительно плоскости зеркального отражения.

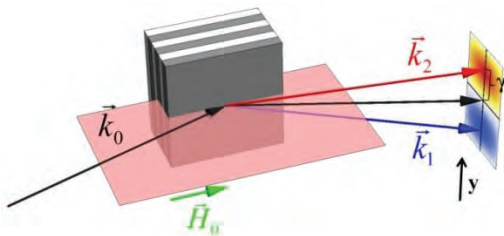


Рис. 1. Схема рассеяния нейтронов

Для решения задачи о распределении намагниченности вблизи насыщения, мы рассмотрим уравнение равенства нулю моментов, действующих со стороны эффективного поля на намагниченность

$$[\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] = 0, \quad (1)$$

где \vec{H}_{eff} – эффективное магнитное поле. Вклад в эффективное магнитное поле дают обменное и магнитостатическое взаимодействия, поле кристаллической магнитной анизотропии, внешнее магнитное поле и пВДМ. Рассеяние нейтронов на флуктуациях с учётом первых четырёх слагаемых подробно рассмотрено в работе [1] и исследовано экспериментально [2]. Влияние объёмного типа взаимодействия Дзялошинского-Мория на рассеяние нейтронов также рассмотрено теоретически [3] и экспериментально [4]. Будем полагать, что многослойная плёнка расположена в плоскости xu , а внешнее магнитное поле приложено вдоль оси x . Тогда M_y и M_z будут существенно меньше $M_x \approx M_s$. Запишем уравнение (1) в виде ряда по малым отклонения намагниченности от насыщения. Слагаемые нулевого порядка дают тривиальное решение $\vec{M} = M_s \vec{e}_x$. Слагаемые первого порядка дают следующее решение для намагниченности

$$\begin{cases} \tilde{M}_y(\vec{q}) = \frac{H_{Ay}(A+4\pi\frac{q_z^2}{q^2})-H_{Az}B}{A^2+4\pi A\frac{q_y^2+q_z^2}{q^2}-q_y^2 L_{DMI}^2}, \\ \tilde{M}_z(\vec{q}) = \frac{H_{Az}(A+4\pi\frac{q_y^2}{q^2})-H_{Ay}B^*}{A^2+4\pi A\frac{q_y^2+q_z^2}{q^2}-q_y^2 L_{DMI}^2}, \end{cases} \quad (2)$$

где $A = H_{ext}/M_s + L_{ex}^2 q^2$; L_{ex} – обменная длина, $B = 4\pi q_y q_z / q^2 + i q_y L_{DMI}$ и \vec{H}_A – случайное поле магнитной анизотропии.

Рассмотрим малоугловое рассеяние поляризованных нейтронов в скользящей геометрии на многослойной плёнке (Рис. 1). В дифференциальное сечение рассеяния тепловых поляризованных

нейтронов в борновском приближении входит четыре слагаемых, возникающих из-за ядерного и магнитного рассеяния, их интерференции и, наконец, рассеяние на киральных неоднородностях. Запишем последнее слагаемое отдельно

$$\frac{\partial \sigma(\vec{q}; \vec{P})^X}{\partial \Omega} \sim i \frac{(\vec{q}; \vec{P})(\vec{q}; [\vec{M}^* \times \vec{M}])}{q^2}, \quad (3)$$

где \vec{q} – переданный волновой вектор и $|\vec{P}| \leq 1$ – вектор в направлении поляризации падающего пучка нейтронов. Как следует из (2), в отсутствии пВДМ, флуктуаций намагниченности являются действительными и слагаемое вида (3) в дифференциальном сечении рассеяния занулится. Обозначим угол между плоскостью зеркального отражения и волновым вектором рассеяния за γ . Падающие нейтроны поляризованы коллинеарно внешнему полю. Также предположим, что все направления кристаллической магнитной анизотропии в плёнке равновероятны. Тогда все итоговые выражения необходимо будет усреднить по всем возможным направлениям этой анизотропии и ненулевыми будут только слагаемые, квадратичные по $H_{Ay,z}$.

Таблица 1. Параметры магнитной плёнки.

M_s	800 emu/cm ²	d	3 nm
K	3.0×10 ⁵ erg/cm ³	ξ	5 nm
J	2.5×10 ⁻⁶ erg/cm	H_s	1 T
λ	3 Å	H_{ext}	2 T

Для оценки величины малоуглового кирального рассеяния (3), его необходимо сравнить с коэффициентом зеркального отражения. Он, свою очередь, оценивается величиной

$$\frac{\partial \sigma(\vec{q}; \vec{P})^{spec}}{\partial \Omega} \sim |4\pi M_s|^2.$$

Оценку выполним для случая брэгговского отражения нейтронов с длиной волны 3 Å на периодической плёнке (Ta/Co/Pt) с периодом 3 нм. Магнитные параметры плёнки возьмём из работы [5].

Для оценки величины поля анизотропии рассмотрим приближение слабой случайной магнитной анизотропии [6]. Для величин внешнего поля таких, что $H_{ext} < JM_s/\xi^2$, можно оценить эффективную константу анизотропии $K_{eff} \approx K \left(\frac{KM_s H_{ext}^2}{(JM_s/\xi^2)^3} \right)^{1/4}$,

где ξ – корреляционная длина магнитной плёнки (размер кристаллита). Получаем отношение кирального рассеяния к зеркальному

$$\frac{\partial \sigma^X}{\partial \Omega} / \frac{\partial \sigma^{spec}}{\partial \Omega} = \frac{q_x^2 q_y L_{DMI}}{(4\pi q)^2} \frac{K_{eff}^2 \left(2A + 4\pi \frac{q_z^2 + q_y^2}{q^2} \right)}{(1 + \xi^2 q^2)^2 \left(A^2 + 4\pi A \frac{q_z^2 + q_y^2}{q^2} - (q_y L_{DMI})^2 \right)^2}$$

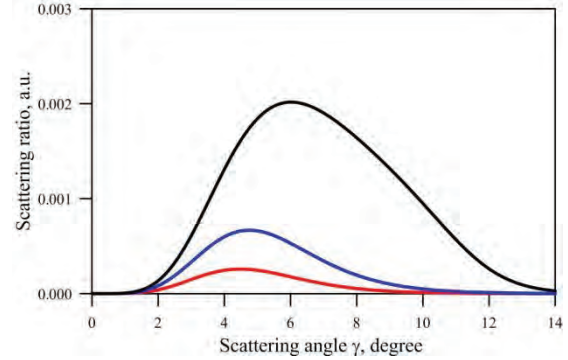


Рис. 2. Отношение кирального рассеяния к зеркальному для различной величины пВДМ. Красная – 0.5 эрг/см², синяя – 1.0 эрг/см², чёрная – 1.5 эрг/см²

Соответствующие графики для различных величин пВДМ приведены на рис. 2. Как следует из сделанных оценок, величина кирального рассеяния может составлять порядка 1% от коэффициента отражения, что возможно для измерения при больших интенсивностях падающего пучка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-32-20036. Авторы благодарят Е.А. Караштина, О.Г. Удалова и А.А. Фраермана за полезные обсуждения.

Литература

1. K.L. Metlov, A. Michels, Phys.Rev. B **91**, 054404 (2015).
2. <https://arxiv.org/abs/1912.11816>.
3. A. Michels et al., Phys.Rev. B **94**, 054424 (2016).
4. A. Michels et al., Phys.Rev. B **99**, 014416 (2019).
5. M.V. Sapozhnikov et al., Appl.Phys.Lett. **109**, 042406 (2016).
6. E. Chudnovsky et al., Phys.Rev.B **33**, 251 (1986).

Спиральные скирмионы в тонких плёнках с поверхностно-индуцированным взаимодействием Дзялошинского-Мория

Д.А. Татарский^{1,2,*}, А.Л. Чувиллин³, Ю.В. Петров⁴, Н.С. Гусев¹, С.А. Гусев¹

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. академическая, д.7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, 603087, Россия.

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

³CIC nanoGUNE, Tolosa Hiribidea, 76, San Sebastian, E-20018, Spain.

⁴Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Санкт-Петербург, Петродворец, 198504, Россия.

*tatarsky@ipmras.ru

Известно, что в многослойных структурах на основе тонких ферромагнитных слоёв поверхностно-индуцированное взаимодействие Дзялошинского-Мория (пВДМ) стабилизирует неелевские скирмионы при комнатной температуре. В данной работе исследовались тонкие плёнки Co/Pt, локально облучённые ионами гелия. В немодифицированных плёнках Co/Pt пВДМ недостаточно для стабилизации скирмионов, но локальная модификация ионами гелия делает скирмионы метастабильными. Показано, что в зависимости от дозы ионов и диаметра облучаемой области стабилизируются разные типы скирмионов: неелевские, блоховские или спиральные (гибридные). Все три вида скирмионов наблюдались с помощью лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии.

В многослойных плёнках со слоями ферромагнетик-тяжёлый металл возникает поверхностно индуцированное взаимодействие Дзялошинского-Мория (пВДМ). Благодаря ему становится возможным получать отдельные неелевские скирмионы суб-100 нм размеров, устойчивые при комнатной температуре. В нашей работе мы исследуем тонкие периодические плёнки Ta(5 нм)/Pt(5 нм)/[Co (0.5 нм)/Pt (1.0 нм)]x5/Pt(1.0 нм). Измерения методами лоренцевой просвечивающей микроскопии показали, что неелевские скирмионы в таких структурах не являются устойчивыми при комнатной температуре. Но при этом доменные стенки имеют неелевский характер и наблюдаются характерные 360-градусные неелевские стенки. Для стабилизации скирмионов мы локально модифицировали плёнки фокусированными пучками ионов гелия с энергией 30 кэВ. Паттерны облучения представлял собой периодическую решётку кругов различных диаметров и доз ионов гелия.

Было установлено несколько экспериментальных фактов:

1) Диаметр неелевского скирмиона совпадает с шириной 360-градусной неелевской стенки в необлучённой плёнке и составляет порядка 350 нм;

2) В случае, если диаметр облучаемого круга был меньше 350 нм, то на облучаемой области пиннинговался неелевский скирмион;

3) В случае, если диаметр облучаемого круга был больше или сравним с 350 нм и флюэнс ионов превышал $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, то на облучаемой области пиннинговался блоховский скирмион;

4) В промежуточном случае, когда диаметр облучаемого круга был сравним с 350 нм и флюэнс ионов составлял $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, то на облучаемой области наблюдался спиральный скирмион.

Спиральный скирмион представляет из себя аксиально симметричное распределение намагниченности, промежуточное между неелевским и блоховским скирмионами. Неелевский скирмион даёт положительный вклад в магнитостатическую энергию. Таким образом, локально "настраивая" магнитные параметры многослойной структуры с помощью локального облучения ионами гелия, в данной работе удалось добиться того, что вклады магнитостатической энергии и пВДМ стали сравнимы и стало возможным впервые экспериментально наблюдать спиральные скирмионы. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с компьютерным моделированием в пакете OOMMF.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №18-02-00827 (модификация ионами гелия и структурные исследования) и №18-32-20036 (лоренцевская просвечивающая микроскопия и компьютерное моделирование). Авторы благодарят М.В. Сапожникову за помощь в моделировании неоднородных распределений намагниченности.

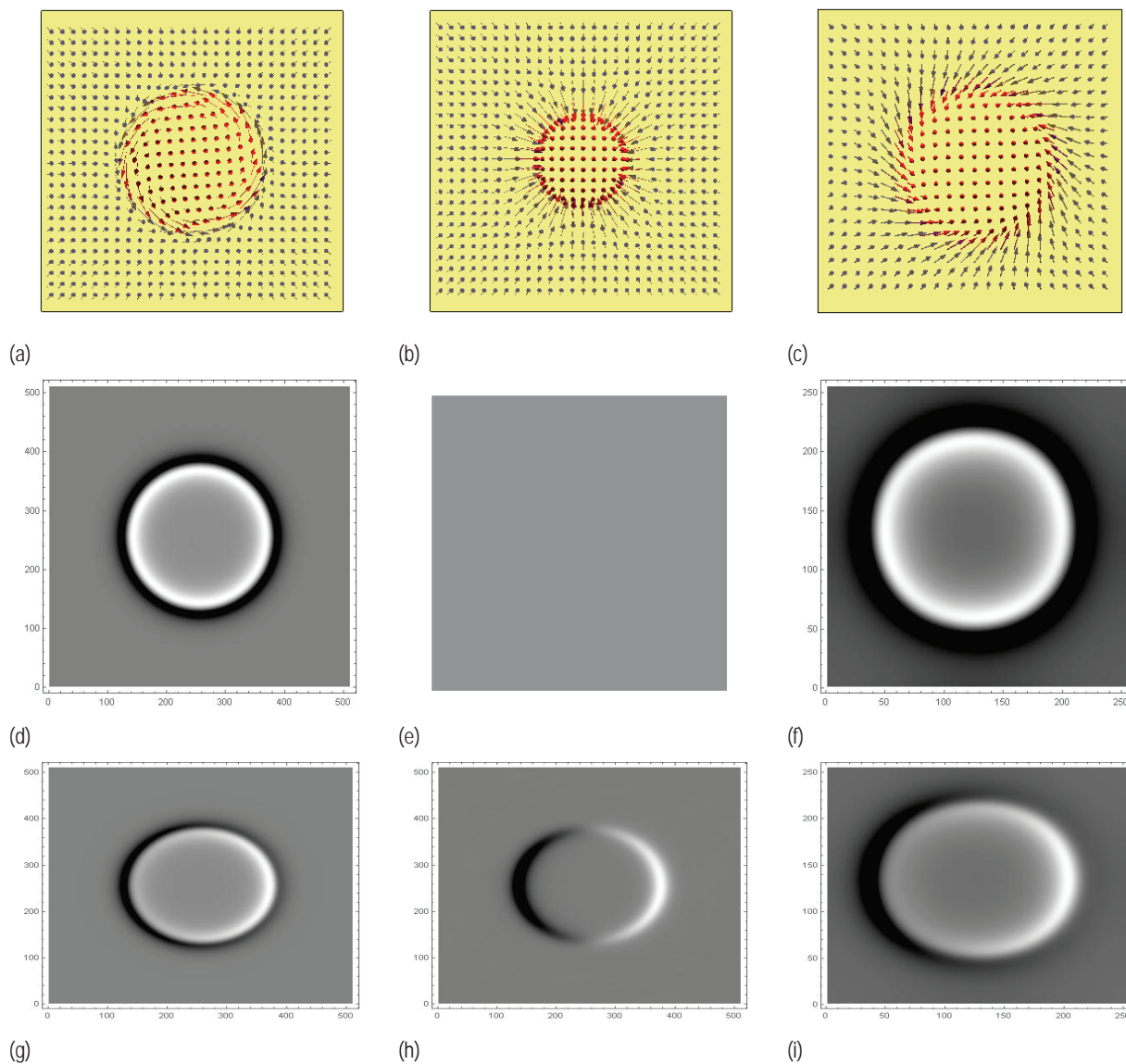


Рис. 1. (a), (b), (c) – микромагнитные распределения, соответствующие блоховскому, неелевскому и спиральному скирмиону; (d), (e), (f) – френелевский контраст соответствующих скирмионов при нулевом наклоне образца; (g), (h), (i) – при наклоне вокруг горизонтальной оси на 30 градусов

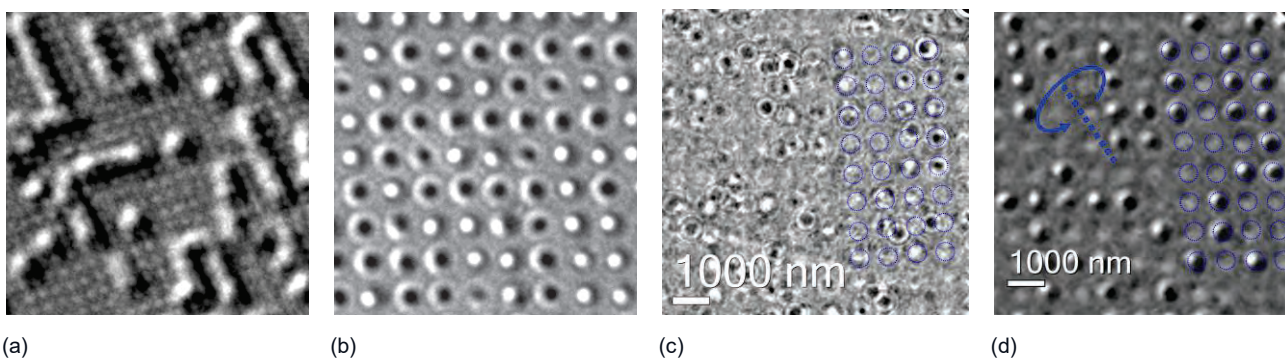


Рис. 2. Френелевский контраст. (a) диаметр облучения 200 нм, флюэнс 2×10^{15} 1/cm², наклон 30 град; (b) диаметр облучения 400 нм, флюэнс 3×10^{15} 1/cm²; (c) и (d) диаметр облучения 400 нм, флюэнс 2×10^{15} 1/cm², углы наклона 0 и 30 град

Локальное перемагничивание и образование скирмионов в пленках CoPt и CoPd

М.П. Темирязева¹, А.В. Здровейцев², О.В. Вихрова², А.В. Кудрин², А.В. Садовников^{3,4}, С.А. Никитов^{3,4,5}, А.Г. Темирязев^{1*}

1 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009.

4 Лаборатория «Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

5 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

* temiryazev@gmail.com

Показано, что при сканировании исследуемых пленок магнитным зондом атомно-силового микроскопа происходит перестройка доменной структуры с образованием скирмионов или 360-градусных доменных границ (1D-скирмионов). Наиболее вероятным механизмом этого процесса представляется взаимодействие доменной границы, перемещаемой пространственно-локализованным полем зонда, с исходной доменной структурой пленки.

Введение

Тонкие пленки вида ферромагнетик/тяжелый металл обладают рядом уникальных свойств, что позволяет говорить о перспективности их использования в устройствах спинтроники. Наличие сильной магнитной одноосной анизотропии и взаимодействия Дзялошинского-Мория создает условия для существования в таких пленках стабильных при комнатной температуре наноразмерных магнитных структур — скирмионов. В данной работе мы рассмотрим механизм формирования скирмионов под действием локального магнитного поля зонда атомно-силового микроскопа.

Методика эксперимента

Исследованные пленки CoPt и CoPd были получены путем напыления чередующихся слоев кобальта (толщиной 0.2-0.3 нм) и тяжелого металла (толщиной 0.5 нм). Толщина всей пленки, содержащей 10 бислоев, составляла 7-8 нм. Напыление проводилось методом электронно-лучевого испарения. Более подробно процесс изготовления пленок и их физические свойства представлен в работах [1-3].

Исследование доменной структуры (ДС) пленок проводилось методами магнитно-силовой микроскопии (МСМ) с использованием атомно-силового микроскопа SmartSPM (AIST-NT) и магнитных зондов PPP-LM-MFMR (Nanosensors). Специальные методики были разработаны для изучения изменений ДС под действием пространственно-неоднородного магнитного поля зонда.

Результаты и обсуждение

Магнитные свойства полученных образцов существенно зависят от содержания кобальта. В случае, когда толщина прослойки кобальта в бислое составляла 0.3 нм, пленка в размагниченном состоянии имела мелкую лабиринтную структуру с шириной доменов порядка 100-200 нм — рис.1(а). При сканировании участка пленки магнитным зондом, проходящим близко к поверхности, ДС существенно изменялась — рис.1(в). Под воздействием поля зонда образовывался светлый участок (что соответствует притяжению зонда), внутри которого наблюдаются мелкие изолированные (темные) домены обратной намагниченности. Эти образования существенно более устойчивы, чем исходная лабиринтная структура. Повторное многократное сканирование того же участка уже не приводит к радикальным изменениям — на рис. 1(г) представлена ДС после 13 сканирований. Можно предположить, что изолированные домены имеют структуру скирмионов, что объясняет их устойчивость. Косвенным подтверждением этого служат эксперименты по рассеянию света, демонстрирующие существенное влияние взаимодействия Дзялошинского-Мория на спектр спиновых волн в таких пленках. Образование скирмионов не связано с наличием дефектов пленки. Если до начала сканирования пленка была переведена в однородное состояние (намагничена во внешнем однородном поле), то скирмионы в процессе сканирования не формируются. Зонд создает однородно перемагниченную область — рис. 1(б). Но если в той же пленке предварительно

сформировать несколько доменов (светлые вертикальные линии на рис. 1(д)), то последующее сканирование этого участка приводит к появлению скирмионов - рис. 1(е). Таким образом, наличие исходной ДС в сканируемой области имеет принципиальное значение для образования скирмионов.

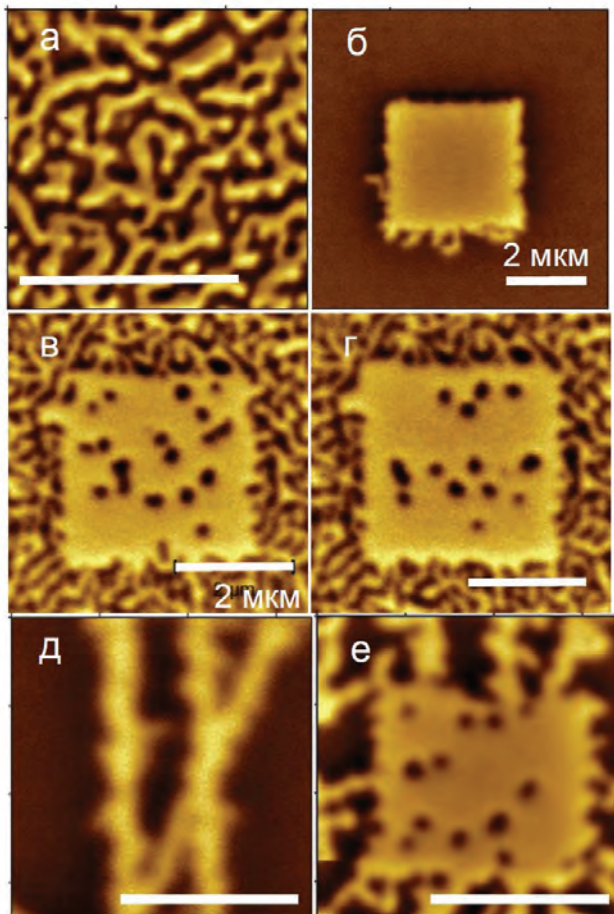


Рис. 1. Образование скирмионов

В пленках с толщиной прослойки кобальта 0.2 нм домены существенно крупнее – рис. 2(а). При сканировании магнитным зондом в них образуются узкие полоски обратной намагниченности – рис. 2(в), ширина которых около 100 нм – рис. 2(г). Данный процесс можно трактовать как возникновение 360-градусной доменной стенки или 1D-скирмиона. Механизм формирования подобной структуры можно представить себе следующим образом. Если магнитный зонд располагается внутри светлого домена (левый нижний угол на рис. 2(б)), то при перемещении зонда в область темного домена происходит локальное перемагничивание. Светлый домен расширяется, причем если двигать-

ся внутри темного домена, этот процесс может продолжаться на расстояниях в десятки микрон. Образуется узкий отросток светлого домена – след от движения зонда, рис. 2(б). Однако соединить два светлых домена таким образом получается не всегда. Зонд при движении перемещает доменную стенку. Видимо, при сближении двух 180-градусных стенок с одной хиральностью перемагничивания не происходит, и в этом месте образуется 360-градусная стенка. Можно предположить, что и в рассмотренном ранее случае образования скирмионов в пленках с большим содержанием кобальта механизм также связан со взаимодействием доменной стенки, передвигаемой зондом, с исходной доменной структурой.

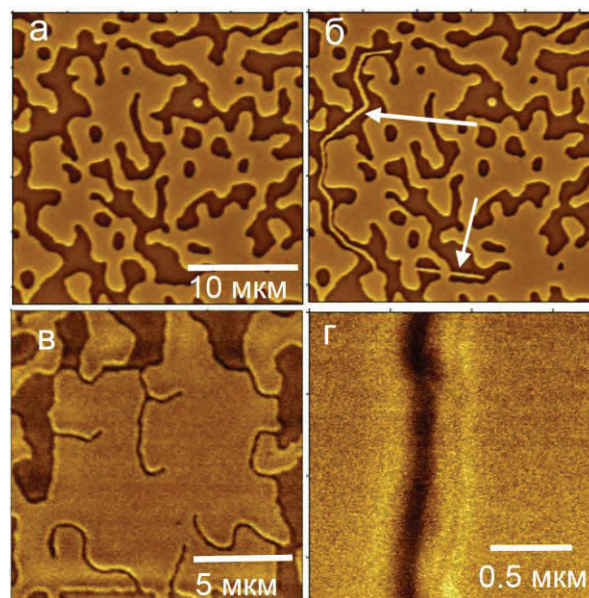


Рис. 2. Образование 1D-скирмионов

Работа частично выполнена при поддержке фонда РФФИ (грант 18-29-19137 мк и 18-57-76001 ЭРА_а).

Литература

1. А.В. Здравейшеви др. // ФТТ, Т.58, В.11, С.2186-2189 (2016).
2. А.Г. Темиряев и др. // ФТТ, том 60, вып. 11 стр. 2148-2165 (2018).
3. А.В. Здравейшеви др. // ФТТ, Т.61, В.9, С.1628-1633 (2019).

Вакуумная спинтроника

О.Е. Терещенко^{1,2*}, В.А. Голяшов^{1,2}, М.С. Русецкий¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

* teresh@isp.nsc.ru

Изучена инжекция свободных спин-поляризованных электронов в структуру ферромагнетик-полупроводник с целью измерения поляризации пучка электронов. Структура ферромагнетик-полупроводник представляет собой аналог спин-вентильного транзистора, в котором тонкий ферромагнитный слой (4 нм) служит базой, а коллектор – полупроводник (гетероструктура A^3B^5 с квантовыми ямами (КЯ)). Эмиттером спин-поляризованных электронов является фотокатод на основе GaAs(Cs,O) с эффективным отрицательным электронным сродством. Эмиттер и база с коллектором разделены вакуумным зазором. Показано, что предложенная структура является эффективным спин-детектором свободных электронов с пространственным разрешением.

Введение

Практически все новые открытия в современной физике твердого тела (гигантское магнетосопротивление, топологические изоляторы, квантовый аномальный эффект Холла, и др.) связаны с особым зонным строением, которое во многом определяется спиновой поляризацией электронов в объемных и поверхностных состояниях. В связи с этим, важной задачей является измерение спиновой поляризации электронных состояний в зонном спектре твердых тел. Для измерения поляризации электронов в заполненных состояниях используется метод фотоэмиссии, в процессе которого происходит эмиссия электрона из твердого тела с последующим измерением поляризации свободных электронов спин-детектором. Несмотря на почти 100-летнюю историю открытия спина электрона и идею Мотта - измерения поляризации свободных электронов, детектирование спина свободных электронов остаётся сложной задачей. Все ныне действующие спин-детекторы свободных электронов основаны на обменном или спин-орбитальном взаимодействии.

Гетероструктура ферромагнетик/полупроводник может быть использована для измерения спиновой поляризации электронного пучка оптическим методом поляризационной катодолуминесценции (КЛ). Возможность измерения латеральной компоненты поляризации пучка электронов путем измерения разностного интегрального сигнала тока и/или КЛ была продемонстрирована нами в работе [1,2]. Для измерения нормальной компоненты спина необходимо измерять поляризацию КЛ. Ограничением для измерения поляризованной КЛ является низкая энергия инжектируемых электронов, поскольку в процессе термализации электронов на дно зоны

проводимости полупроводника происходит релаксация начальной спиновой поляризации. Проведение исследований по инжекции свободных спин-поляризованных электронов, в общем случае, требует сверхвысоковакуумной камеры, содержащей источник электронов, систему электронных линз и исследуемую структуру – мишень (target). Однако данную систему можно упростить до вакуумного фотодиода, состоящего из фотокатода GaAs с эффективным отрицательным электронным сродством (ЭОЭС) - источника поляризованных по спину электронов, и анода (мишени) - исследуемой гетероструктуры. Кроме того, использование вакуумных диодов позволяет избежать ряда проблем при работе с электронами очень малых энергий (0.5 – 1 эВ) [3].

Предлагаемый тип спин-детектора позволяет измерять три компоненты проекции спина: две компоненты спина в плоскости поверхности, используя тонкий ферромагнитный слой на полупроводнике в качестве спин-фильтра [1, 2], и нормальную компоненту, измеряя поляризацию катодолуминесценции (КЛ) [5].

Целью данной работы является изучение инжекции свободных спин-поляризованных электронов в гетероструктуры ферромагнитный металл/полупроводниковая структура.

Результаты и обсуждение

Эксперименты по измерению спиновой поляризации в плоскости детектора проводились как в сверхвысоковакуумной камере [1,2], так и в вакуумном фотодиоде [3,4]. В качестве детектора (база-коллектор) использовалась структура, состоящая из ферромагнитной пленки толщиной 4 нм (база), нанесенной на полупроводниковую гетероструктуру.

ру, которая являлась коллектором (Рис.1). Для регистрации нормальной компоненты поляризации электронного пучка нами создан плоский вакуумный фотодиод, состоящий из двух полупроводниковых электродов с эффективным отрицательным электронным средством [3,4]. Для экспериментов были изготовлены вакуумные фотодиоды, состоящие из GaAs-фотокатода на стекле и гетероструктуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs с тремя КЯ GaAs, также на стекле, в качестве детектора, герметично и плоскопараллельно закрепленных на противоположных торцах цилиндрического алюмооксидного корпуса. Диаметры катода и анода составляли 18 мм, с промежутком между электродами 1,6 мм.

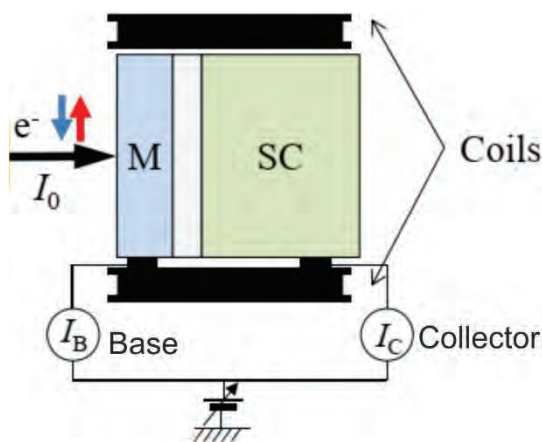


Рис. 1. Схема эксперимента по инжекции спин-поляризованных электронов в структуру ферромагнитный металл/полупроводник. Структура представляет собой аналог спин-вентильного транзистора. Коллекторный ток зависит (управляется) от намагниченности верхнего магнитного слоя, который является спин-фильтром

Структура ферромагнетик-полупроводник представляет собой аналог спин-вентильного транзистора, в котором тонкий ферромагнитный слой (4 нм) служит базой, а коллектор – полупроводник (гетероструктура A^3B^5 с квантовыми ямами (КЯ)). Эмиттером спин-поляризованных электронов является фотокатод на основе GaAs(Cs,O) с эффективным отрицательным электронным средством, который разделен с базой и коллектором вакуумным зазором (Рис.1). Ферромагнитный слой играет роль спин-фильтра, пропуская в основном электроны с направлением спина, противоположным вектору намагниченности слоя ферромагнетика. Регистрация электронов в коллекторе проводилась двумя способами: электрическим и оптическим. Измеряя разницу в токе инжектируемых электронов при противоположных направлениях намагниченности пленки (или спина), определялась спиновая поля-

ризация инжектируемого электронного пучка. Оптический способ измерения поляризации электронного пучка основан на инжекции спин-поляризованных свободных электронов в гетероструктуру с КЯ и регистрации поляризованной катодоллюминесценции (КЛ). По регистрации интенсивности и степени поляризации катодоллюминесценции от инжектированных спин-поляризованных электронов измерена зависимость асимметрии КЛ, которая пропорциональна поляризации электронов [3]. Измерена зависимость степени поляризации катодоллюминесценции от энергии инжектируемых электронов в интервале 0.5-5 эВ, которая удовлетворительно описывается известными механизмами релаксации спина. Полученное значение асимметрии (функция Шермана) поляризации составило 0.15. Впервые измерено пространственное (латеральное) распределение поляризации электронов путем измерения распределения латеральной интенсивности поляризованной катодоллюминесценции.

Практическим результатом данной работы является компактный спин-детектор с пространственным разрешением, который в комбинации с современными энергоанализаторами, используемыми в методе фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES), позволит измерять распределение электронов по импульсу, энергии и трем компонентам спина, т.е. получать полную информацию о законе дисперсии. Данный спин-детектор позволит увеличить эффективность измерения спиновой поляризации в 10^4 раз относительно одноканального спин-детектора Мотта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-02-00353.

Литература

1. O.E. Tereshchenko, D. Lamine, G. Lampel *et al.* // J. of Appl. Phys. 109, 113708 (2011).
2. X. Li, O.E. Tereshchenko, G. Lampel *et al.* // Appl. Phys. Lett. 105, 052402 (2014).
3. A.A. Rodionov *et al.* // Physical Review Applied **8**, 034026 (2017).
4. O.E. Tereshchenko *et al.* // Scientific Reports **7**, 16154, (2017).
5. V.A. Golyashov *et al.* // Physical Review Applied (2020) submitted.

Конкуренция магнитного и зарядового упорядочений в двумерном разбавленном магнетике

В.А. Улитко^{1*}, Д.Н. Ясинская¹, Ю.Д. Панов¹

¹ Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002

*vasiliy.ulitko@urfu.ru

С помощью классического метода Монте-Карло нами были исследованы особенности термодинамических свойств двумерной спин-псевдоспиновой системы с заряженными примесями и фрустрацией, вызванной конкуренцией магнитного и зарядового типов упорядочений. В области фрустрации наблюдаются смена типов упорядочения, возвратные фазовые переходы, а также неуниверсальное критическое поведение.

Введение

Рассматриваемая спин-псевдоспиновая модель была предложена ранее [1,2] для описания конкуренции спинового и зарядового упорядочений в ВТСП купратах типа $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Многоэлектронные валентные состояния $\text{CuO}_4^{7-;6-;5-}$ (номинально $\text{Cu}^{1+,2+,3+}$) описываются как компоненты псевдоспинового триплета $S=1$, причем CuO_4^{6-} -центры обладают спином $s=1/2$. Гамильтониан системы включает в себя локальные и межузельные зарядовые корреляции (Δ и V), а также спиновое обменное взаимодействие в форме Изинга (J):

$$H = \Delta \sum_i S_{iz}^2 + V \sum_{\langle ij \rangle} S_{iz} S_{jz} + J \sum_{\langle ij \rangle} P_{i0} S_{iz} S_{jz} P_{j0},$$

где $P_{i0} = 1 - S_{iz}^2$ – проекционный оператор, выделяющий Cu^{2+} -состояние, $\langle ij \rangle$ означает суммирование по ближайшим соседям двумерной квадратной решетки. Данная модель обобщает двумерную модель Изинга, разбавленную немагнитными подвижными примесями (зарядами). Концентрация допированных зарядов фиксирована: $nN = \sum_i \langle S_{iz} \rangle = \text{const}$.

Нами было проведено исследование особенностей термодинамических свойств данной системы вблизи области фрустрации, а также при допировании примесей. Выявлены особенности, характерные для случаев слабого и сильного магнитного обмена. В случае сильного обмена также изучено критическое поведение системы, определены зависимости критических индексов теплоемкости и корреляционной длины.

Методы исследования

С помощью модифицированного алгоритма Метрополиса с периодическими граничными условиями нами были получены температурные зависимости следующих термодинамических величин:

$$C = \frac{1}{N} \frac{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2}{k_b T^2} - \text{удельная теплоемкость};$$

$O(\text{AFM}) = m_1 - m_2$ – вектор антиферромагнетизма;

$O(\text{CO}) = M_1 - M_2$ – аналогичный вектор для шахматного зарядового порядка;

Критические индексы теплоемкости и корреляционной длины были определены с использованием теории конечно-размерного скейлинга [4] в первом приближении.

Результаты и их обсуждение

В работе [2] было показано, что случаи сильного ($V < Js^2$) и слабого ($V > Js^2$) магнитного обмена приводят к двум качественно различающимся фазовым диаграммам основного состояния.

В случае сильного обмена нами были определены критические индексы теплоемкости α и корреляционной длины ν для фазового перехода в упорядоченное состояние (Рисунок 1). В случае малых n и $|\Delta| \gg \Delta^*$, где $\Delta^* = -0.3J$ – точка фрустрации, критические индексы не зависят от параметров системы и имеют значения, характерные для класса универсальности модели Изинга. При увеличении n , а также вблизи точки фрустрации система демонстрирует неуниверсальное критическое поведение. Другие особенности фазовых состояний в случае сильного обмена подробно обсуждались в [2,3].

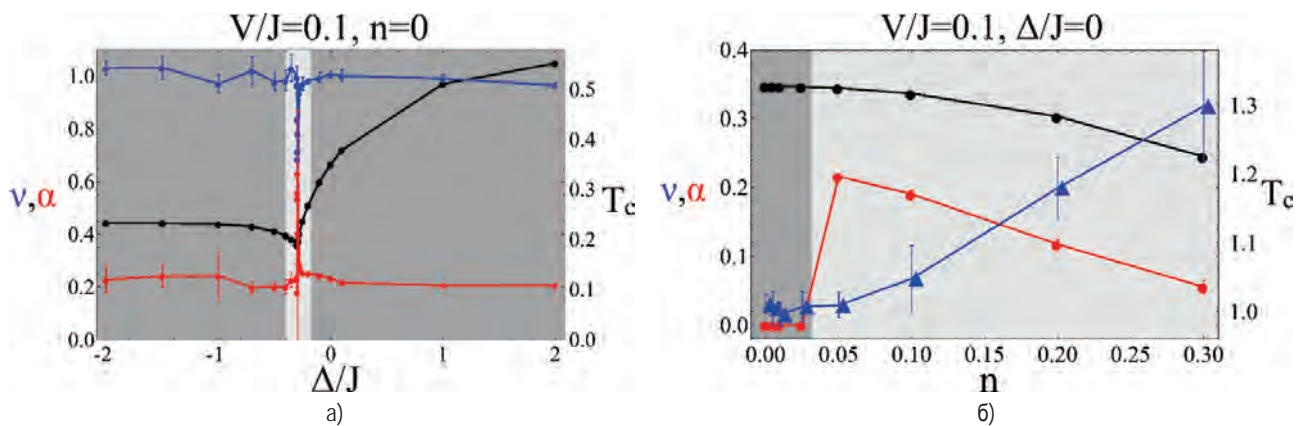


Рис. 1. Зависимость критических индексов теплоемкости α и корреляционной длины ν

а) от параметра Δ/J при $n=0$

б) от параметра n при $\Delta/J=0$

Темно-серым показан класс универсальности Изинга, светло-серым – неуниверсальное критическое поведение

В случае слабого обмена диаграмма возможных состояний более разнообразна (Рисунок 2.а). Помимо областей с «чистыми» СО и АФМ упорядочениями, существует область вблизи фрустрации, в которой возможна смена типа упорядочения в процессе термализации. Кроме того, возможны ситуа-

ции, когда смена типа упорядочения происходит дважды, то есть имеет место возвратный фазовый переход (Рисунок 2.б). Также происходит индуцирование зарядового упорядочения примесями, тогда как антиферромагнитный порядок подавляется.

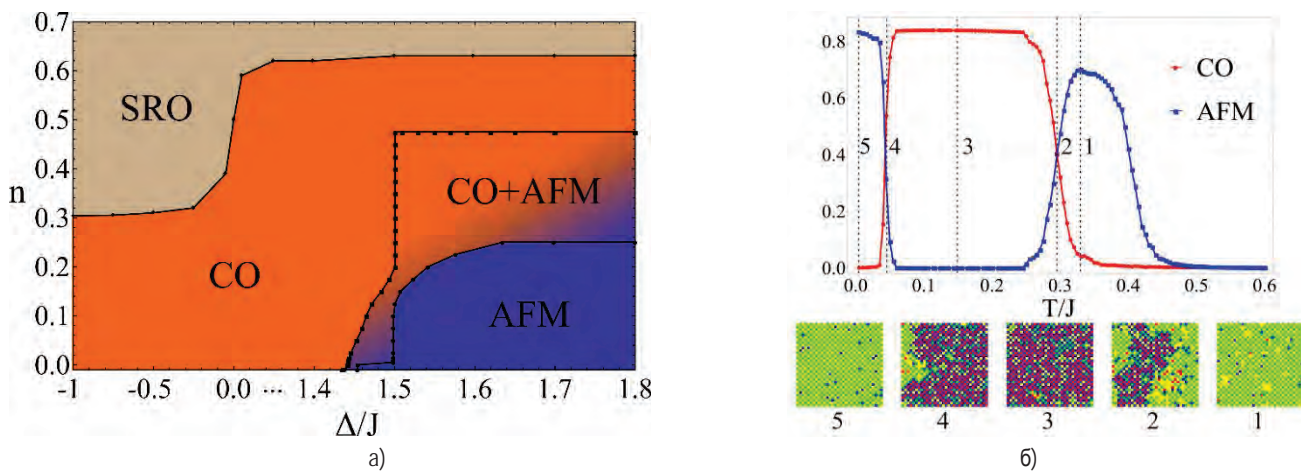


Рис. 2. а) Диаграмма возможных состояний для $V/J=1$. СО соответствует «чистому» шахматному зарядовому порядку, АФМ – антиферромагнитному порядку, СО+АФМ – смена фазовых упорядочений, SRO – ближний зарядовый порядок. Градиентом показано постепенное подавление АФМ упорядочения;

б) Возвратный фазовый переход АФМ→СО→АФМ при $V/J=1$, $\Delta/J=1.505$, $n=0.15$.

Литература

1. Panov Y. D. et al. Competition of Spin and Charge Orders in a Model Cuprate //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2016. – Т. 29. – №. 4. – С. 1077-1083.
2. Panov Y. D. et al. Phase Diagrams of a 2D Dilute Antiferromagnetic Ising Model with Charged Impurities //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2019. – Т. 32. – №. 6. – С. 1831-1835.
3. Panov Y. D. et al. Phase diagrams of a 2D Ising spin-pseudospin model //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – Т. 477. – С. 162-166.
4. Fisher M. E., Barber M. N. Scaling theory for finite-size effects in the critical region //Physical Review Letters. – 1972. – Т. 28. – №. 23. – С. 1516.

Фотоиндуцированный магнитооптический эффект Керра в халькогенидах европия

П.А. Усачёв, В.Н. Кац, В.В. Павлов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

Проведено исследование влияния светового воздействия на магнитооптический эффект Керра в ферромагнитных полупроводниках – халькогенидах европия EuS и EuO. Эксперимент показывает, что при воздействии на образец светом с энергией фотона больше ширины запрещённой зоны возникает фотоиндуцированная намагниченность, связанная с образованием ансамбля спиновых поляронов с большим магнитным моментом 10^{20} – 10^{23} магнетонов Бора. Описывается способ наблюдения фотоиндуцированной намагниченности с помощью двухцветного метода оптической накачки и зондирования.

Введение

Халькогениды европия EuX, где X = O, S, Se, Te, являются собственными магнитными полупроводниками, обладающим уникальными электронными, магнитными, оптическими и магнитооптическими свойствами [1]. Они образуют ионные кристаллы со структурой галита, точечная группа $m\bar{3}m$. Потолок валентной зоны в этих соединениях формируется 4f состояниями ионов Eu^{2+} , на которых находятся семь сильно локализованных электронов с суммарным спином 7/2. Первое возбуждённое 5d состояние образует зону проводимости шириной ~ 80 мэВ. Когда свет с энергией фотона больше ширины запрещённой зоны падает на образец, происходит возбуждение электронов в зону проводимости, при этом d-электроны взаимодействуют с невозбуждёнными 4f электронами. Сильное d-f обменное взаимодействие приводит к выстраиванию спинов решётки, которые образуют гигантский магнитный полярон, обладающий большим магнитным моментом. Небольшое внешнее магнитное поле может полностью намагнитить ансамбль поляронов, что приведёт к появлению фотоиндуцированной намагниченности.

Впервые возможность образования магнитных поляронов в собственных магнитных полупроводниках теоретически обосновали Нагаев и Касуя [2, 3]. Первые экспериментальные данные, свидетельствующие об автолокализации фотоэлектронов с образованием ферромагнитных областей внутри антиферромагнетиков EuSe и EuTe, были получены в [4], а в работах [5, 6] для исследования фотоиндуцированной намагниченности в этих соединениях был впервые применён метод оптической накачки и зондирования, и было показано, что фотоиндуцированные спиновые поляроны представляют собой парамагнитный ансамбль из сфер радиусом около 3

нм и магнитным моментом 10^{20} – 10^{23} магнетонов Бора. В ферромагнитных EuS и EuO фотоиндуцированные спиновые поляроны до сих пор не наблюдались. Мы сообщаем об экспериментальном исследовании фотоиндуцированного магнитооптического эффекта Керра в ферромагнитных халькогенидах европия при воздействии на образец светом с энергией фотона больше ширины запрещённой зоны.

Методика эксперимента

В нашем эксперименте объёмный образец EuS или EuO был помещён в оптический криостат замкнутого цикла, позволяющий проводить измерения в диапазоне температуры 3° – 300° К. Внешнее магнитное поле прикладывалось параллельно волновому вектору зондирующего луча и нормали к поверхности образца (геометрия полярного эффекта Керра). Схема эксперимента показана на рисунке 1.

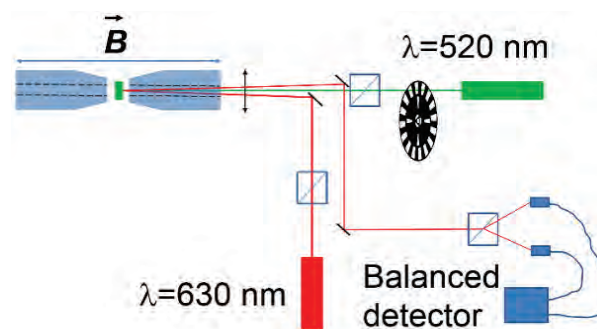
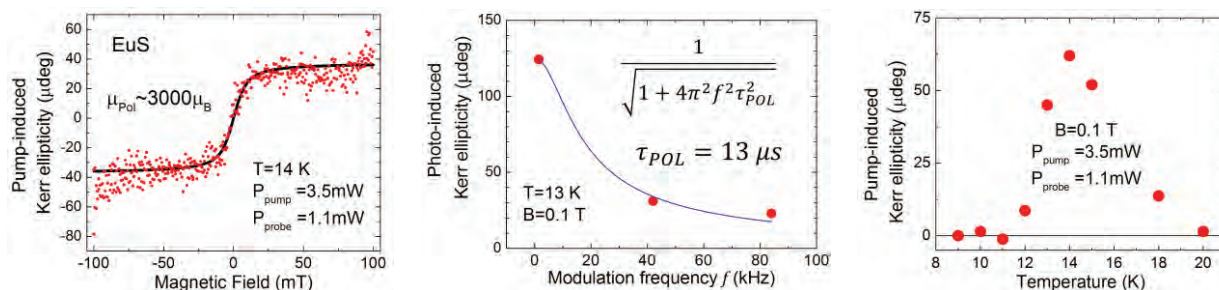


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению фотоиндуцированной намагниченности с помощью двухцветного метода оптической накачки и зондирования

Накачка осуществлялась светом с длиной волны $\lambda=520$ нм, попадающей в зону поглощения. Для выделения фотоиндуцированного эффекта применялась модуляция интенсивности накачки. Наведённая намагниченность считывалась лучом лазера

с длиной волны 630 нм. Для этого на частоте модуляции измерялась керровская эллиптичность в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля. Доказательством того, что наблюдаемый эффект связан с воздействием накачки, служило то, что в отсутствии перекрытия лучей накачки и зондирования на образце эффект не наблюдался. Регист-

рируемый фотоиндуцированный сигнал содержал вклад от теплового воздействия накачки на намагниченность, который рассматривался как паразитный и вычитался из регистрируемого сигнала по процедуре, описанной в [5]. Образцы объёмных EuS и EuO были изготовлены в ФТИ им. А.Ф. Иоффе.



а

б

в

Рис. 2. Зависимость фотоиндуцированной эллиптичности в эффекте Керра от магнитного поля (а), частоты модуляции (б) и температуры (в). Сплошные красные точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимирующие функции

Результаты и обсуждение

На рисунке 2 показана фотоиндуцированная эллиптичность в эффекте Керра от объёмного EuS в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля (а), частоты модуляции накачки (б) и температуры (в). Фотоиндуцированный сигнал на Рис. 2(а) имеет нелинейную S-образную зависимость от магнитного поля, типичную для кривой намагничивания суперпарамагнетика, и может быть аппроксимирован функцией Ланжевена с магнитным моментом полярона 3000 магнетонов Бора.

Конечное время жизни фотовозбуждённых поляронов приводит к тому, что фотоиндуцированный эффект пропадает по мере увеличения частоты модуляции накачки, см. Рис. 2(б). Время жизни полярона, полученное из зависимости интенсивности сигнала от частоты модуляции, составило $\tau_{POL}=13 \mu s$, и сравнимо с временем жизни полярона в антиферромагнитном EuTe [5].

В отличие от антиферромагнитных EuTe и EuSe, в которых гигантские фотоиндуцированные поляроны наблюдались в широком диапазоне температуры вплоть до 120 K [5, 6], в ферромагнитном EuS фотоиндуцированный сигнал наблюдался лишь в интервале температуры от 8 до 18 K вблизи температуры Кюри $T_C=16$ K, см. Рис. 2(в). В объёмном образце EuO фотоиндуцированный сигнал также наблюдался лишь в узком диапазоне температуры шириной 5 градусов вблизи $T_C=69$ K.

Зависимость фотоиндуцированного сигнала в EuS с увеличением мощности накачки изменялась от линейной к логарифмической, что указывает на насыщение концентрации поляронов в области формирования магнитооптического эффекта Керра и свидетельствует о локализации поляронов на дефектах вблизи поверхности образца. Подобная зависимость от мощности накачки наблюдалась и в EuTe [5].

Работа поддержана РФФИ (проекты №19-52-12063, №19-52-12066) и программой Президиума РАН №5.

Литература

1. P. Wachter: *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, edited by K. A. Gschneider and L. R. Eyring (North-Holland, Amsterdam, 1979)
2. E.L. Nagaev, // JETP Letters, V. 6, 484 (1967).
3. T. Kasuya, A. Yanase, T. Takeda. // Solid State Commun., V. 8, 1543 (1970).
4. P. Wachter. // CRC Crit. Rev. Sol. State Sci., V. 3, 189 (1972)
5. A.B. Henriques, A.R. Naupa, P.A. Usachev, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 95, 045205 (2017).
6. A. B. Henriques, X. Gratens, P. A. Usachev, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 120, 217203 (2018).

Спин-зависящий электронный транспорт в ячейках MeRAM

Н.Х. Усеинов^{1*}, А.П. Чукланов², Н.И. Нургазизов², Д.А. Бизяев², А.А. Бухараев²

¹Институт физики, Казанский федеральный университет, ул. Кремлёвская, 18, Казань, 420008.

² Казанский Физико-Технический Институт - ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский Тракт, 10/7, Казань, 420029

*nuseinov@mail.ru

В работе представлена теоретическая модель стрейнтронной запоминающей магнитоэлектрической ячейки (MeRAM) с конфигурационной анизотропией. Проводится расчёт спин-поляризованного тока и туннельного магнитосопротивления (TMR) магнитного туннельного перехода FM/I/FM, в виде сэндвича из плоских ферромагнитных слоёв с фиксированной и относительно свободной ориентацией квазиоднородной намагниченности FM слоёв.

Введение

В настоящее время создаётся теоретическая и экспериментальная база для конструирования стрейнтронных компонентов магнитной микро- и наноэлектроники. Изучаются магнитные свойства гетероструктур и возможность контролируемого изменения их сопротивления при помощи механического напряжения. Изменение магнитных свойств, в частности, направления намагниченности однодоменной частицы с помощью механических напряжений позволяет существенно уменьшить количество используемой для этих целей энергии по сравнению с традиционными способами, использующими внешнее магнитное поле или перенос спинового момента [1].

В работе представлена модель стрейнтронной запоминающей магнитоэлектрической ячейки (MeRAM), представляющая собой планарную структуру (сэндвич) из двух ферромагнитных слоёв, по форме напоминающих треугольник. Нижний магнитно-мягкий слой наносился на пьезоподложку и отделялся от верхнего магнитно-жесткого слоя тонким слоем диэлектрика (спейсером). Схема ячейки MeRAM показана на рисунке 1.

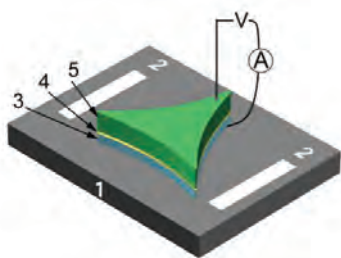


Рис. 1. Схема ячейки MeRAM с почти треугольной формой. 1 - пьезоподложка, 2 - электроды, 3 – магнитно-мягкий ферромагнетик, 4 - диэлектрический слой, 5 – магнитно-жесткий ферромагнетик

Магнитный туннельный переход

При теоретическом рассмотрении ячейки MeRAM мы использовали модель гетероструктуры $FM^{TS}/I/FM^{BS}$ из двух ферромагнитных слоёв FM^{TS} и FM^{BS} с конфигурационной анизотропией, разделённых диэлектрическим слоем I, где верхний слой FM^{TS} и нижний слой FM^{BS} намагничены неоднородно. Ранее было показано [2], что треугольные ферромагнитные слои с вогнутыми сторонами могут находиться в шести стабильных магнитных состояниях. В этом случае распределение намагниченности не равномерное, а квазиоднородное. Это означает, что локальный магнитный момент меняет своё направление от точки к точке, но суммарная намагниченность слоя отлична от нуля и имеет некоторое направление, см. рисунок 2.

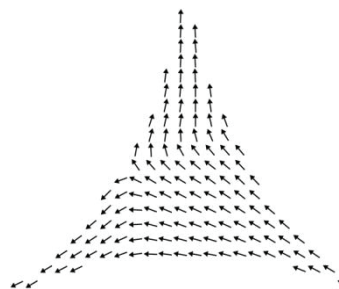


Рис. 2. Одно из устойчивых распределений намагниченности в плоской микрочастице (слое) треугольника с анизотропией формы: локальная ориентация намагниченности не постоянна и изменяется от точки к точке, в то время как общая намагниченность микрочастицы значительно отличается от нуля

Чтобы рассчитать магнитоэлектрические свойства, ячейка MeRAM была разбита вертикально на множество наноконтактов. В каждом наноконтакте направление намагниченностей верхнего и нижнего слоёв образует угол θ относительно друг друга. Если предположить, что электрический ток протекает сверху вниз, а электроны проводимости дви-

гаются в некотором телесном углу $\Omega(\gamma, \varphi)$, то каждый наноконтакт может рассматриваться как магнитный туннельный переход (МТП), см. рисунок 3.

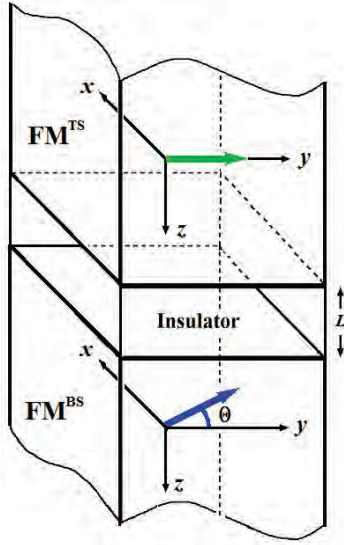


Рис. 3. Схематическое представление магнитного туннельного перехода $FM^{TS}/I/FM^{BS}$. Направление намагниченности ферромагнитных слоёв показано стрелками, лежащими в плоскости xy . Для наглядности намагниченность слоя FM^{TS} направлена вдоль оси y . Намагниченность слоя FM^{BS} отклоняется от оси y на угол θ . Положительное направление оси z направлено вниз и начинается от середины диэлектрического слоя толщиной L .

Туннельный ток и TMR

Выражение для спин-поляризованного тока I_α [3] ($\alpha = \uparrow, \downarrow$ - спиновый индекс), проходящего через МТП, было обобщено на случай, когда коэффициент прохождения зависит от угла θ . Полное выражение для туннельного тока I , как функцию угла θ и приложенного напряжения V , можно записать в виде:

$$I = \sum_{\alpha, \alpha'} \frac{e^2 (k_{F, \alpha}^{TS})^2 AV}{4\pi^2 \hbar} \int_{z_c}^{1.0} z_\alpha T_{\alpha, \alpha'}(z_\alpha, V, \theta) dz_\alpha, \quad (1)$$

где A - площадь перехода; $k_{F, \alpha}^{TS}$ - волновые вектора Ферми в слое FM^{TS} ; $z_\alpha \equiv \cos(\gamma_{TS, \alpha})$, $\gamma_{TS, \alpha} \in [0, \pi/2]$ - угол между осью z и направлением движения электрона к границе FM^{TS}/I ; $T_{\alpha, \alpha'}(z_\alpha, V, \theta)$ - компоненты коэффициента прохождения МТП. Они вычисляются методом трансфер матрицы из амплитуд волновых функций электронов проводимости в слоях FM^{TS} , FM^{BS} и I . Учёт направления квантования осей спин-поляризованных электронов приводит к зависимости от угла θ . На основе выражения для тока (1) были рассчитаны зависимости туннельного магнитосопротивления

(TMR) от приложенного напряжения и угла по формуле:

$$TMR = \left(\frac{I(V, 0)}{I(V, \theta)} - 1 \right) \times 100\%, \quad (2)$$

где $I(V, 0)$ соответствует параллельной ($\theta = 0$) ориентации намагниченностей FM^{TS} и FM^{BS} слоёв. Зависимость TMR от угла θ при фиксированном приложенном напряжении $V = 0.25$ В рассчитывалась при следующих параметрах МТП: толщина верхнего и нижнего FM слоёв - 10 нм; абсолютные значения волновых векторов Ферми в FM^{TS} и FM^{BS} слоях - $k_{F, \uparrow} = 1.1 \text{ \AA}^{-1}$, $k_{F, \downarrow} = 0.83 \text{ \AA}^{-1}$; площадь перехода - $A = 2500 \text{ нм}^2$. Остальные значения параметров показаны на рисунке 4.

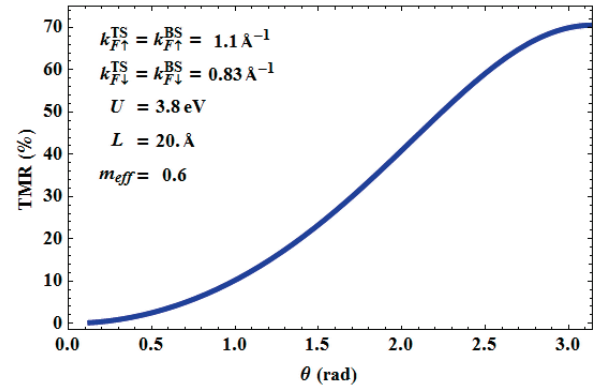


Рис. 4. Зависимость TMR получена при параметрах МТП: U – высота барьера, L - толщина диэлектрика, m_{eff} - эффективная масса электрона в барьере

Теоретические расчёты показали, что усреднённые значения TMR по всем МТП, которые образуют ячейку MeRAM с треугольной симметрией, могут достигать 52%. Рассчитанные значения TMR близки к экспериментальным данным [4].

Работа частично поддержана РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00204 А.

Литература

1. А.А. Бухараев и др. // УФН, Т. 188, 1288 (2018).
2. D.A. Bizyaev, *et al.*, // Physics of the Solid State, 60(11), 2194 (2018).
3. A.N. Useinova, *et al.*, // in book: Novel Magnetic Nanostructures, 1-st Edition, Unique Properties and Applications. Editors: Natalia Domracheva, Maria Caporali, Eva Rentschler. – Elsevier 2018.
4. Z. Zhao, *et al.*, // Appl. Phys. Lett. 109 (9) 92403 (2016).

Зависимость величины запрещенной зоны в точке Дирака от энергии фотонов для магнитного топологического изолятора $TiBi_{0.9}Gd_{0.1}Se_2$

С.О. Фильнов¹, И.И. Климовских¹, Д.А. Естюнин¹, А.В. Королева¹,
А.М. Шикин¹, Е.В. Чулков^{1,2,3,4}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504

² Departamento de Física de Materiales UPV/EHU, Spain.

³ Donostia International Physics Center (DIPC), Spain.

⁴ Centro de Física de Materiales (CFM-MPC), Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, Spain.

*sfilnov@gmail.com

Поверхностная электронная структура топологического изолятора на основе таллия $TiBi_{0.9}Gd_{0.1}Se_2$ изучена с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением. Показано, что поверхностное состояние выражается конусом Дирака со спиральной спиновой структурой и локализованы в объемной запрещенной зоне. Исследование влияния атомов гадолиния на магнитные свойства, выполненное с помощью СКВИД-магнитометрических измерений, выявило парамагнитный порядок вплоть до 2К. Несмотря на отсутствие дальнего магнитного упорядочения, было проанализировано существование возможного зазора в точке Дирака. Удивительно, но экспериментальный размер щели зависит от энергии фотонов возбуждающего света. Обсуждались возможные объяснения наблюдаемых особенностей, в том числе образование зазора Дирака в результате процесса рассеяния во время получения фотоэмиссионных спектров.

Введение

Данное исследование сосредоточено на изучении электронных и магнитных свойств топологического изолятора $TiBiSe_2$ допированного гадолинием (Gd). Ранее были исследованы легированные Gd Bi (Sb) $2Se$ (Te) 3-подобные ТИ, демонстрирующие антиферромагнитный или парамагнитный порядок. Кроме того, в работе [1] мы показали, что легированный Gd $TiBi_{1.09}Gd_{0.06}Sb_{0.85}Te_3$ имеет уникальную электронную структуру и ферромагнитную петлю гистерезиса при 100К, которая исчезает при понижении температуры. Этот эффект может быть связан с двумерным поверхностным магнетизмом посредством механизма, подобного TSS - RKKY. Однако мы не наблюдали значительного зазора в точке Дирака с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), которая, возможно, связана с небольшой процент допинга и небольшое зеемановское расщепление. Таким образом, исследование влияния атомов Gd на магнитные свойства и электронную структуру ТИ представляется многообещающей задачей. В настоящее время мы ставим целью изуче-

ние влияния атомов Gd на электронную структуру топологического изолятора на основе таллия $TiBiSe_2$. Такой материал был теоретически и экспериментально исследован, демонстрируя перспективную электронную структуру с линейно диспергирующим поверхностным состоянием в объемной запрещенной зоне. Отличительной особенностью такого рода ТИ является отсутствие ван-дер-ваальсовой щели между атомными слоями, которая может влиять на магнитные свойства в случае легирования магнитными атомами. Здесь мы представляем исследование электронной структуры и магнитных свойств топологического изолятора на основе таллия допированного атомами гадолиния помощью угловой и спин-разрешенной фотоэмиссионной спектроскопии и СКВИД-магнитометрии. Кроме того, мы предлагаем возможный механизм образования дираковской щели в спектрах ARPES.

Литература

1. S. O. Filnov et. al., Journal of Experimental and Theoretical Physics, 129, 404 (2019).

Магнитостатический механизм возникновения киральных структур

А.А. Фраерман¹, К.Р. Мухаматчин^{2*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

*mykamil@yandex.ru

В работе рассмотрена возможность образования магнитных структур, характеризующихся определённой киральностью, в средах с неоднородной магнитной проницаемостью. В частности, показано, что в системах ферромагнетик/диамагнетик и ферромагнетик/парамагнетик существует линия фазового перехода из однородного (ферромагнитного) в неоднородное состояние, при этом ферромагнитное упорядочение теряет устойчивость относительно магнитостатической волны, имеющей структуру магнитной циклоиды с определённым направлением вращения («по-» или «против» часовой стрелки) магнитного момента.

Введение

В качестве возможного механизма образования неколлинеарных структур с определённой киральностью, как правило, рассматривают релятивистские взаимодействия типа взаимодействия Дзялошинского-Мории [1]. Для неколлинеарных структур также киральное вырождение может быть снято в системах с неоднородными магнитными свойствами только за счёт магнитостатического взаимодействия [2-4]. Мы покажем, что отличие от нуля градиента магнитной проницаемости среды является достаточным условием для возникновения кирального распределения намагниченности. В качестве примера выбраны гетероструктуры ферромагнетик/диамагнетик и ферромагнетик/парамагнетик. Ферромагнетик предполагается однородно намагниченным параллельно границе раздела. Показано, что для ферромагнитной плёнки, характеризующейся анизотропией типа «лёгкая ось» с параметром качества меньшим 1, перпендикулярная плоскости плёнки, при определённых значениях параметра анизотропии и константы обменного взаимодействия ферромагнитное состояние становится неустойчивым, при этом, в отличие от случая свободной плёнки, эта неустойчивость развивается относительно мод с определённой киральностью.

Модель

Рассмотрим ферромагнитную плёнку толщины h , помещённую над диамагнитной (парамагнитной) средой, занимающей полупространство $z < 0$. Полная энергия системы складывается из энергии ферромагнетика, включающей в себя обменное слагаемое, член, связанный с магнитокристаллической

анизотропией и магнитостатическое взаимодействие:

$$E_f = \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{K}{2} m_z^2 + \frac{1}{2} \int m_i(\mathbf{r}) m_k(\mathbf{r}') D_{ik}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}' , \quad (1)$$

здесь α — константа обменного взаимодействия, K — величина анизотропии, компоненты магнитостатического тензора записываются в виде:

$$D_{ik}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x'_k} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ,$$

и энергии взаимодействия ферромагнетика с магнитным полем \mathbf{B} , индуцируемым диамагнитной (парамагнитной) средой (включая энергию сверхпроводящих токов), мы можем представить её следующим образом [4]:

$$E_i = \frac{1}{2} \int m_i(\mathbf{r}) m_k^*(\mathbf{r}') \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x'_k} g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' . \quad (2)$$

В (2) магнитный момент «изображения» $\mathbf{m}^* = \pm \{m_x, m_y, -m_z\}$, знак «+» необходимо выбрать для диамагнетика и «-» — парамагнетика. Функцию Грина $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в системе ферромагнетик/сверхпроводник найдём с помощью теории Лондонов, в рамках которой магнитное поле, индуцируемое магнитными моментами ферромагнетика, экранируется Мейснеровскими токами, текущими вдоль поверхности сверхпроводника в слое глубиной λ_L [4]:

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int_0^\infty \left(\sqrt{1 + \lambda_L^2 k^2} - \lambda_L k \right)^2 e^{-k(z+z')} J_0(k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) dk .$$

Магнитный момент, индуцируемый в парамагнетике полями рассеяния ферромагнетика, запишем в

виде $\mathbf{M}=\gamma\mathbf{H}$, где γ — магнитная восприимчивость парамагнетика. Функция $g(\mathbf{r},\mathbf{r}')$, удовлетворяющая условию непрерывности $\mu\mathbf{H}$, где μ — магнитная проницаемость парамагнетика, описывается уравнением:

$$g(\mathbf{r},\mathbf{r}')=\frac{\mu-1}{\mu+1}\int_0^\infty e^{-k(z+z')}J_0(k|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|)dk.$$

Нами рассмотрены флуктуации намагниченности ферромагнетика по направлению, при этом величина магнитного момента в узлах предполагается фиксированной $\mathbf{m}^2(\mathbf{r})=m^2$. Здесь мы не будем учитывать возникающую неоднородность распределения $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ вдоль оси, параллельной нормали к плоскости плёнки. Для малых отклонений вектора магнитного момента $\delta\mathbf{m}$ от своего направления в равновесном состоянии \mathbf{m}_0 (вдоль оси oX),

$$\delta m_x(\boldsymbol{\rho})\approx-\frac{\delta m_y^2(\boldsymbol{\rho})+\delta m_z^2(\boldsymbol{\rho})}{2}. \quad (3)$$

После перехода в k -пространство и диагонализации (1) и (2) с учётом (3) был получен спектр возбуждений. Исследование показывает, что в нём могут появляться отрицательные частоты, при этом волновой вектор наиболее неустойчивой моды соответствует распределению типа циклоиды, где магнитный момент вращается вокруг оси oZ по часовой стрелке для системы ферромагнетик/сверхпроводник и против часовой стрелки для системы ферромагнетик/парамагнетик.

Пространственный масштаб изменения намагниченности в циклоиде для системы ферромагнетик/сверхпроводник определяется выражением ($\lambda_L, k_0 \gg h$):

$$k_x=0, k_y\approx k_0-\frac{1}{2k_0\tilde{\lambda}_L^2}\left(1-\frac{29}{6k_0^2\tilde{\lambda}_L^2}-\frac{1}{K_c+4\pi}\frac{\alpha}{\tilde{\lambda}_L^2}\right),$$

где $\tilde{\lambda}_L=2\lambda_L$, $k_0=(2\pi/ah)^{1/3}$ — радиус сферы в k -пространстве, внутри которой теряют устойчивость все моды для свободной ферромагнитной плёнки, K_c — критическое значение анизотропии, при котором ферромагнитное состояние перестаёт удовлетворять минимуму энергии.

Для системы ферромагнетик/парамагнетик однородное распределение намагниченности также теряет устойчивость в точке k -пространства с волновым вектором ($k_0 \gg h$):

$$k_x=0, k_y\approx\left(\frac{3\mu+1}{2(\mu+1)}\right)^{1/3}k_0-\frac{1}{h}\frac{(\mu-1)^2}{(\mu+1)(3\mu+1)}\frac{4\pi}{K_c+4\pi}.$$

Соответствующая фазовая диаграмма (на плоскости $K\alpha$), на которой показаны линии потери устойчивости ферромагнитного состояния в зависимости от свойств «экрана» показана на рисунке 1. Отметим, что парамагнитный «экран» сужает область существования ферромагнитной фазы, а диамагнитный расширяет её. Учёт конечных значений μ и λ_L сдвигает границы фаз к положению, характерному для свободной плёнки.

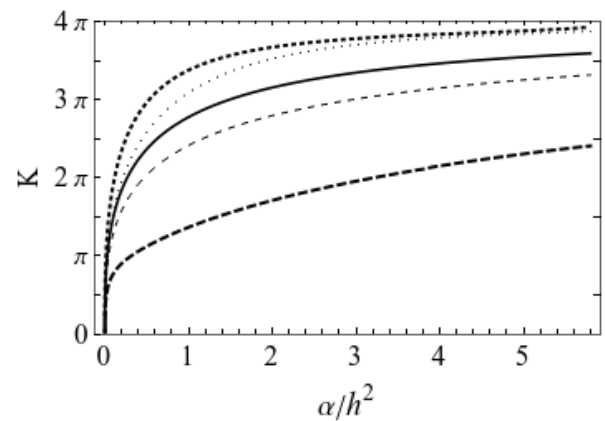


Рис. 1. Фазовая диаграмма на плоскости $K\alpha$ (численный расчёт). Ферромагнитное состояние остаётся устойчивым ниже жирной (тонкой) пунктирной линии при расположении плёнки над парамагнетиком с $\mu\rightarrow\infty$ ($\gamma=0.1$), сплошной линии для свободной плёнки и жирной (тонкой) точечной линии при расположении над сверхпроводником с $\mu=0$ ($\lambda_L=0.3h$)

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-02-00356.

Литература

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. М.: ФИЗМАТЛИБ, 2005
2. К. Р. Мухаматчин, А. А. Фраерман // Письма в ЖЭТФ, Т. 93, 797 (2011)
3. N. Mikuszeit, S. Meckler, R. Wiesendanger // Phys. Rev. B, V. 84, 054404 (2011)
4. И. М. Нефедов, А. А. Фраерман, И. А. Шерешевский // ФТТ, Т. 58., 490 (2016)

Магнитные состояния двухфазных синтезированных частиц $Fe_mO_n - Fe_{3-x}Ti_xO_4$: экспериментальный и теоретический анализ

П.В. Харитонский¹, А.А. Костеров², А.К. Гурывлев^{1,*}, К.Г. Гареев¹, С.А. Кириллова¹

1 СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376

2 СПбГУ, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034

* gurylev.tosha@yandex.ru

Композиты ($Fe_mO_n - Fe_{3-x}Ti_xO_4$) получены с использованием золь-гель метода и гидротермальной обработки. Условия синтеза способствуют образованию композитов, содержащих титаномагнетит в очень низкой концентрации. Получены гистерезисные кривые и температурные зависимости остаточного магнитного момента. Теоретический анализ магнитных свойств проведен с использованием модели кластеров магнитостатически взаимодействующих двухфазных частиц.

Введение

Анализ магнитных состояний наночастиц необходим для таких областей применения, как, например, фильтрация тяжелых металлов, выделение нуклеиновых кислот и белков, адресная доставка лекарств и магнитная гипертермия [1, 2].

В работе [3] была предпринята попытка синтезировать наноразмерные частицы титаномагнетита, определить влияние количества титана и условий гидротермальной обработки на физико-химические свойства образцов. Позже на тех же образцах были проведены эксперименты по исследованию температурной зависимости остаточного магнитного момента в диапазоне 1,8–300 К.

В настоящей работе для согласования и анализа полученных результатов используется подход, развитый в статье [3]. При этом теоретический анализ магнитного состояния образцов также проводился на основе модели системы взаимодействующих химически неоднородных частиц. Согласование экспериментальных и теоретических значений намагниченности насыщения и остаточной намагниченности проводилось для исходного и гидротермально обработанных образцов.

Материалы

Синтез композитов на основе системы $Fe_mO_n-TiO_2$ осуществляли осаждением магнетита/маггемита в суспензии порошка TiO_2 [3]. Растворяли 4 г $FeCl_3 \cdot 6H_2O$ и 2 г $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ (молярное соотношение 2:1) в 100 мл дистиллированной воды. После этого (0,5, 1 и 2 г) порошка TiO_2 диспергировали в растворе для образцов T05L, T10L и T20L соответственно. Затем к суспензии добавляли 10 мл 25%-го водного раствора аммиака и промывали магнитный осадок с использованием постоянного магнита Nd-Fe-B до достижения $pH = 7$ и отсутствия ионов хлорида и сульфата. Наконец, порошки сушили при комнатной температуре. После этого три порошка с

различным содержанием Ti обрабатывались в дистиллированной воде при повышенных температуре (240°C) и давлении (50 МПа) в течение 4 часов (образцы T05L, T10L и T20L). Образец без температурной обработки с содержанием 2 г TiO_2 обозначен как T20R.

Результаты и обсуждение

Согласно данным рентгеновской дифрактометрии [3], титаномагнетиты при указанных условиях образуются в очень малых количествах. Обнаруживается значительное содержание гематита, что вызывает сильное окисление образца при гидротермальной обработке. Значительное содержание диоксида титана в конечном продукте указывает на слабые химические взаимодействия в ходе синтеза. Период решетки, отвечающий фазе со структурой шпинели, составляет 0,8362–0,8367 нм. Это значение является промежуточным между постоянной решетки маггемита (0,8339 нм) и магнетита (0,8397 нм) [4].

Изменения состава и структуры на поверхности магнитных частиц, связанные с диффузией атомов титана в кристаллическую решетку магнетита/маггемита или образованием вакансий и деформаций, могут приводить к их химической неоднородности.

Гистерезисные кривые, представленные на рис. 1, позволили оценить отношения остаточной намагниченности к намагниченности насыщения (M_r/M_s) и коэрцитивной силы по остаточной намагниченности к коэрцитивной силе (H_{rc}/H_c). Подобные магнитные свойства могут быть обусловлены либо однодоменными и/или малодоменными частицами с характерными размерами более 20–30 нм, либо магнитостатически взаимодействующими суперпарамагнитными частицами, объединенными в кластеры с такими же характерными размерами (более 20–30 нм) [4].

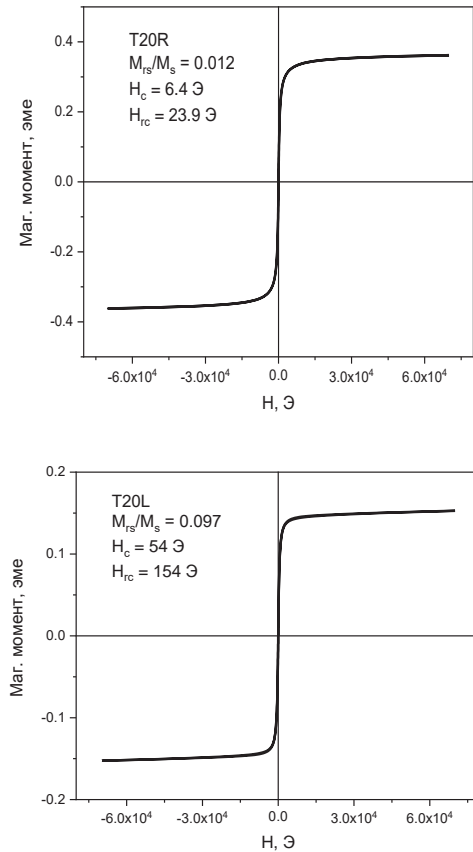


Рис. 1. Гистерезисные кривые образцов T20R и T20L

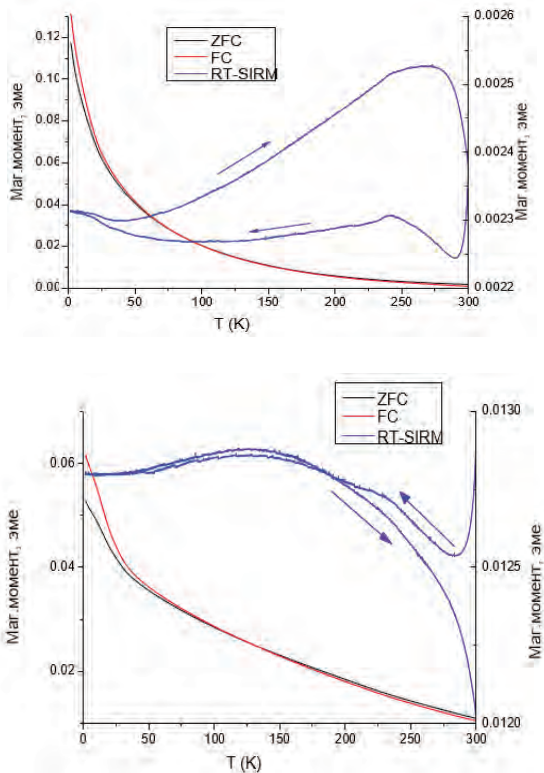


Рис. 2. Температурные кривые образцов T20R (верхний) и T20L (нижний)

На рис. 2 приведены температурные зависимости магнитного момента образцов T20R и T20L. Остаточная намагниченность, созданная в поле индукцией 5 Тл при 1,8 К после охлаждения в нулевом (ZFC) и в сильном (5 Тл, FC) магнитном поле, затем измерялась в ходе нагрева до температуры 300 К в нулевом поле. Остаточная намагниченность (5 Тл), созданная при 300 К, измерялась в ходе цикла «охлаждение-нагрев» между 300 и 1,8 К, также в нулевом поле (RT-SIRM).

Особенности поведения температурных кривых достаточно просто объясняются увеличением спонтанной намагниченности и блокированием суперпарамагнитных частиц в среднем размагничивающем поле взаимодействия при охлаждении.

Оценки гистерезисных параметров и величин остаточного магнитного момента образца были проведены с использованием модели магнитостатически взаимодействующих двухфазных частиц [3].

Для образца без обработки (T20R) результаты моделирования удовлетворяют экспериментальным данным с эффективной спонтанной намагниченностью порядка 20 эме/см³ (300 К) и порядка 400 эме/см³ (1,8 К) при объемной концентрации магнетика около 0,2. Это хорошо согласуется с предположением о суперпарамагнитном состоянии взаимодействующих частиц при 300 К.

В результате моделирования образца прошедшего гидротермальную обработку (T20L) получены следующие оценки: эффективная спонтанная намагниченность порядка 200 эме/см³ (300 К) и порядка 400 эме/см³ (1,8 К) при объемной концентрации магнетика около 0,06. Это связано с тем, что в процессе обработки частицы укрупняются [3]. При этом лучшие результаты получаются при отношении фаз магнетита/маггемита и титаномагнетита пять к одному. Уменьшение концентрации магнетика по сравнению с исходным образцом связано с окислением и образованием немагнитных и слабомагнитных (гематит) частиц.

Данная работа была частично поддержана РФФИ, гранты № 18-05-00626 и № 19-05-00471.

Литература

1. G. Giakisikli, A. Anthemidis // *Analytica Chimica Acta*, V. 789, 1–16 (2013).
2. Q. Ding, D. Liu *et al.* // *Biomaterials*, V. 124, 35–46 (2017).
3. P. Kharitonskii, S. Kirillova *et al.* // *IEEE Transactions on Magnetics*, V. 56, 7200209 (2020).
4. J. L. Kirschvink, D. S. Jones and B. J. MacFadden. // New York: Plenum Press, 1985.

Спиновые волны в магнонных сетях на основе пленочных микроволноводов ЖИГ: аспекты дизайна и технологии

Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Г.М. Дудко¹, В.К. Сахаров¹, А.В. Кожевников¹,
Ю.А. Филимонов^{1,2,*}, А.Г. Khitun³

1 Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 СГУ им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 32, Саратов, 433423.

3 Electrical Engineering Department, University of California - Riverside, Riverside, CA, USA, 92521.

*yuri.a.filimonov@gmail.com

Рассмотрено влияние технологических факторов и архитектуры на распространение спиновых волн (СВ) в двумерных магнонных сетях (МС) в виде решеток на основе ортогональных микроволноводов (МКВ) из пленок железоиттриевого граната (ЖИГ). Показано, что из-за трапециевидности поперечного сечения МКВ, обусловленной низкой селективностью жидкостного химического травления, потери поверхностных СВ на распространение заметно растут. Другим фактором, существенно ограничивающим амплитуду СВ в МС, является перераспределение мощности СВ в узлах решетки, приводящее к бездиссипативным потерям сигнала на каждом узле магнонной сети ≈ 5 дБ. Показано, что спектр СВ в развитых МС, включающих большое число МКВ, приобретает характер спектра магнонного кристалла – в спектре формируются запрещенные зоны, ограничивающие рабочую полосу МС. Обсуждается особенность проявления эффекта невзаимного распространения СВ в крестовидных структурах.

Введение

Свойства спиновых волн (СВ) в микроволноводах (МКВ) на основе пленок ЖИГ активно исследуются в связи с перспективой построения на их основе устройств магноники и спинтроники [1]. Для изготовления МКВ-ЖИГ используются технологии жидкостного и ионного травления. В работе обсуждается влияние трапециевидности поперечного сечения МКВ, вызванной низкой селективностью травления, на распространение СВ в МКВ постоянной и переменной ширины; перераспределения энергии СВ в узлах крестовидной решетки из МКВ, а также особенности проявления эффекта невзаимности распространения СВ в крестовидных решетках.

Структуры и результаты

Эксперименты выполнялись с МКВ и решетками 2×2 и 5×5 , см. рисунки 1 и 2. Структуры изготавливались из эпитаксиальных пленок ЖИГ толщинами $d_1=3.5 \text{ }\mu\text{m}$ и $d_2=0.9 \text{ }\mu\text{m}$, намагниченностью $4\pi M \approx 1750 \text{ Гс}$ и шириной линии ФМР $\Delta H \approx 0.5 \text{ Э}$. МКВ на основе пленки ЖИГ с $d_1=3.5 \text{ }\mu\text{m}$ изготавливались методом жидкостного химического травления, ионным травлением получали МКВ из пленки ЖИГ $d_2=0.9 \text{ }\mu\text{m}$. В качестве масок использовался фоторезист AZ5214. На концах МКВ методами магнетронного распыления и фотолитографии из-

готовавливались антенны СВ, рис.1. Магнонные сети (МС) имели вид решеток 2×2 и 5×5 из ортогональных ЖИГ-МКВ, рис.2. Спектры передачи структур измерялись с помощью зондовой СВЧ станции и векторного анализатора цепей, рис. 3. Ориентация магнитного поля H показана стрелками на рис.1а,2а, что отвечает поверхностным (ПМСВ) или обратным объемным (ООМСВ) магнитостатическим СВ.

В МКВ, полученных ионным травлением (рис. 1б-г), трапециевидность выражена слабо и в спектре передачи наблюдаются помимо областей, отвечающих возбуждению ПМСВ и ООМСВ (выделены кружками 1 на рис.3б-г), «ширинные» моды (выделенные кружками 2 участки на рис.3б-г), вызванные квантованием спектра по ширине МКВ.

В МКВ, полученных жидкостным травлением, трапециевидность ярче (см. линию поперечного сечения CS на рис. 2в). Это меняет условия квантования спектра СВ по ширине МКВ, проявляется как в падении их интенсивности в спектре релаксационных колебаний намагниченности, так и увеличении плотности спектра «ширинных» мод вблизи длинноволновой границы спектра. Указанные эффекты приводят к росту потерь ПМСВ в трапециевидных МКВ и отсутствию в спектре «ширинных» мод, что видно из сравнения рис.3а

и 3б-г. В МКВ переменной ширины (рис.1в) «ширинные» моды также могут быть подавлены, что видно из сравнения кривых «б» и «в» на рис. 3б,в. В МС к указанным потерям добавляются недиссипативные потери, связанные с ослаблением СВ (≈ 5 дБ на узел) за счет разветвления СВ в узлах решетки. Сказанное иллюстрирует размер стрелок на рис. 2г. Показано, что спектр СВ в развитых МС, включающих большое число МКВ, приобретает характер спектра магнитного кристалла – в спектре фор-

мируются запрещенные зоны, ограничивающие рабочую полосу МС. Обсуждается особенность проявления эффекта невзаимного распространения СВ в крестовидных структурах.

Работа поддержана РФФ (проект №17-19-01673).

Литература

1. Никитов С.А и др. // УФН, Т.185, 1099 (2015)

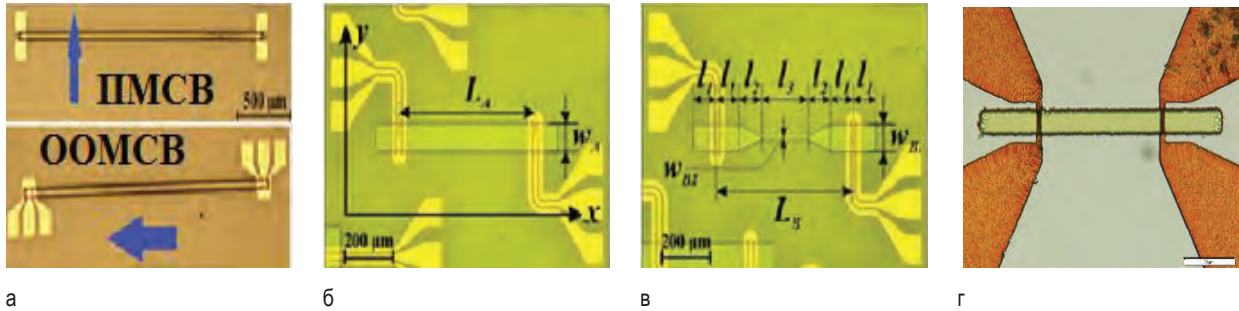


Рис. 1. а) МКВ длиной $L \approx 2.25$ мм и шириной $w \approx 50$ мкм на основе пленки ЖИГ толщиной $d = 3.5$ мкм; б)-г) МКВ на основе пленки ЖИГ с $d = 0.9$ мкм, б) $L \approx 600$ мкм, $w \approx 100$ мкм, в) МКВ переменной ширины $L \approx 600$ мкм, $w \approx 100$ мкм, в широкой части, $L \approx 200$ мкм, $w \approx 20$ мкм в узкой части, г) $L \approx 100$ мкм, $w \approx 10$ мкм. На рисунке а) стрелками указаны направления магнитного поля

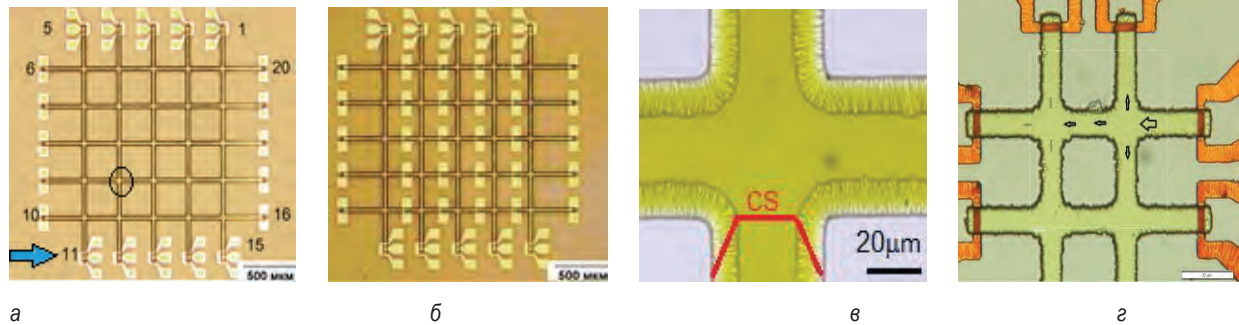


Рис. 2. а)-в) Решетка 5x5 из МКВ, показанных на рис.1а; б) решетка с дополнительными антеннами ; в) увеличенная область решетки выделенная на рис.2а кружком. Линией CS на рисунке в) показан профиль поперечного сечения МКВ; г) Решетка 2x2 из МКВ, показанных на рис.1г. Размер стрелок на рисунке г) отражает перераспределение мощности СВ в узлах решетки

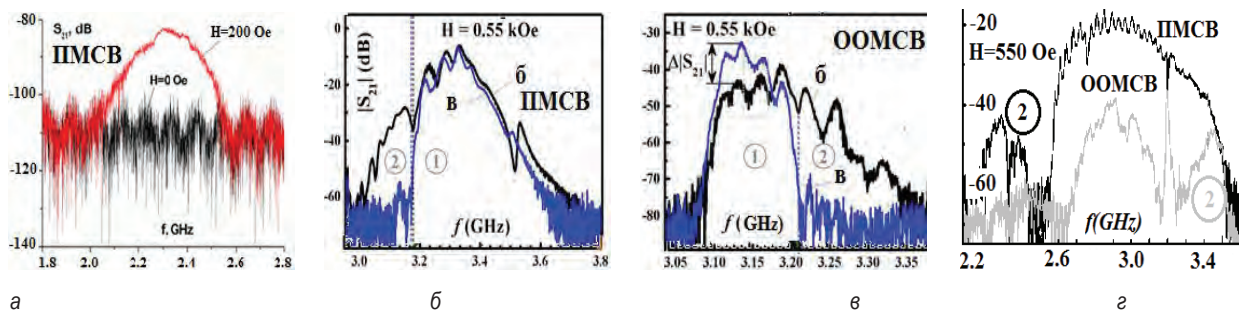


Рис. 3. Спектры передачи $S_{21}(f)$ макетов на рисунке 1. Кривые б и в на рисунках б, отвечают МКВ на рисунках 1б и 1в., соответственно. Области ,выделенные кружками 2 на рисунках б-г, отвечают «ширинным» модам

Исследование детектирования спиновых волн в интегральных тонкопленочных структурах Pt/ЖИГ

Ю.В. Хивинцев^{1,2}, М.Е. Селезнев^{1,2}, Ю.В. Никулин^{1,2}, В.К. Сахаров¹, С.Л. Высоцкий^{1,2}, А.В. Кожевников¹, Ю.А. Филимонов^{1,2,3}

1 СФирЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 СГУ им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

3 СГТУ им. Гагарина Ю.А., ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054

* mixanich94@mail.ru

Исследована генерация ЭДС U поверхностной магнитостатической спиновой волной в структуре Pt/ЖИГ в зависимости от частоты накачки f . Обнаружено, что зависимость U от частоты f характеризуется наличием двух пиков в длинноволновом диапазоне вблизи нижней частотной границы ПМСВ и коротковолновый в конце зоны пропускания S_{21} . Также показаны зависимости $U(f)$ и $S_{21}(f)$ для структур с различными длинами Pt микрополосок L .

Введение

Структуры проводник-магнитный диэлектрик представляют интерес для разработки элементной базы информационных систем на принципах магноники и спинтроники [1,2]. Важной задачей исследований, направленных на создание энергоэффективной элементной базы является проблема эффективного взаимного преобразования спинового и электрического тока на границе феррит-проводник. Наиболее широко в этой связи исследуются структуры на основе пленок железиттриевого граната (ЖИГ) и парамагнитных металлов (Pt), где возникновение статической ЭДС (U) объясняется возникновением обратного спинового эффекта Холла за счет спиновой накачки на интерфейсе ЖИГ/Pt [2-4]. На сегодняшний день эксперименты по детектированию статической ЭДС U в основном выполнялись в условиях близких к возбуждению ферромагнитного резонанса в пленке ЖИГ [1-5]. В данной работе рассматривается эффект генерации ЭДС в структуре YIG/Pt за счет увлечения электронов в платине полем бегущей поверхностной магнитостатической волной (ПМСВ).

Методика эксперимента

Исследуемая структура представляла собой пленку ЖИГ толщиной $d \approx 14.6$ мкм и линией ФМР $2\Delta H \approx 0.6$ Э, на поверхности которой была выращена пленка платины (Pt) толщиной 8 нм. Далее методами фотолитографии и ионного травления на поверхность пленки ЖИГ были интегрированы мик-

рополосковые медные антенны ПСВ шириной ≈ 10 мкм длиной ≈ 110 мкм между которыми формировалась микрополоска Pt длиной $L \approx 230, 430, 630$ и 830 мкм и шириной $w \approx 110$ мкм с контактными площадками (рис.1).

Для проведения исследований структура размещалась между полюсами электромагнита в касательном к поверхности пленки ЖИГ, при этом направление магнитного поля было перпендикулярно платиновым полоскам, что отвечало геометрии возбуждения ПМСВ в структуре, где магнитном поле которое менялось в пределах $680 \text{ Э} < H_0 < 2030 \text{ Э}$. Электрический контакт с площадками входной и выходной антенн обеспечивался с помощью СВЧ микрозондов. Измерялись частотные зависимости модуля и фазы коэффициентов прохождения $S_{21}(f)/S_{12}(f)$ и отражения $S_{11}(f)/S_{22}$ макета типа линии задержки на ПМСВ, а также частотные зависимости сигнала ЭДС увлечения электронов в полупроводнике $U(f)$ в зависимости от поля H_0 и мощности на входной антенне P_{in} .

Из рисунка 2 видно, что в генерируемой ЭДС $U(f)$ наблюдаются 2 пика в длинноволновом и коротковолновом диапазонах. Рисунок 3 показывает, что с увеличением длины Pt микрополоски значения пика в коротковолновом диапазоне генерируемой ЭДС $U(f)$ увеличиваются, в то время как значения в длинноволновом диапазоне уменьшаются, что говорит о различных механизмах генерации ЭДС $U(f)$ на данных частотах.

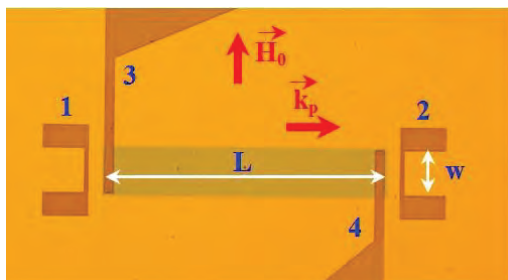


Рис. 1. Фотография структуры ЖИГ/Pt. Цифрами обозначены система медных микроантенн (1,2) и контактных площадок (3,4) к микрополоске Pt длиной L напыленной на пленку ЖИГ

Результаты эксперимента

На рисунке 2 приведены зависимости параметра прохождения S_{21} и генерируемой ЭДС увлечения U от частоты f для микрополосок платины длиной $L=230, 430$ и 830 мкм при внешнем магнитном поле $H_0=939$ Э и мощности накачки $P=-5$ dBm.

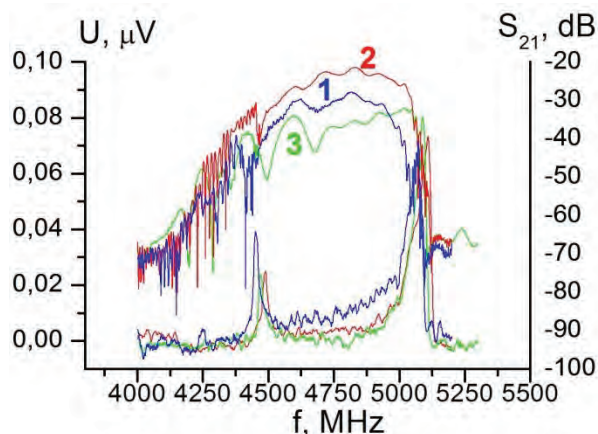


Рис. 2. Зависимости параметра прохождения S_{21} и генерируемой ЭДС увлечения U от частоты f для микрополосок платины длиной $L=230$ (1), 430 (2) и 830 мкм (3)

Для ПМСВ мощности меньшей, чем порог процесса параметрической неустойчивости $U(f)$ было пропорционально P : $U(f)=G(f)*P(f)$. Чувствительность G увеличивалась с ростом волнового числа ПМСВ и достигала максимальных значений при частотах соответствующих верхней границе зоны ПМСВ. Чувствительность для структур ЖИГ/Pt в линейном режиме достигает $G=0.002$ В/Вт на границе зоны прохождения S_{21} .

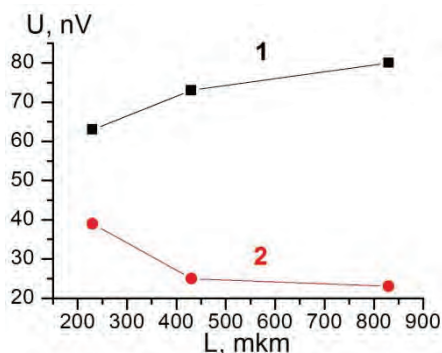


Рис. 3. Зависимости величины генерируемой ЭДС $U(f)$ от длины L микрополоски платины для пиков в коротковолновом (1) и длинноволновом (2) диапазонах

Наблюдение пиков ЭДС вблизи коротковолновой и длинноволновой границ спектра ПМСВ можно объяснить наличием в рассматриваемых структурах возможны 2 механизма генерации напряжения U за счет распространяющейся ПМСВ. Первый относится к эффекту спиновой накачки на интерфейсе Pt/ЖИГ, который можно связать с обратным спиновым эффектом Холла. Второй механизм относится к эффекту увлечения электронов [6] магнонами в структуре проводник-феррит и имеет нелокальный характер.

Работа поддержана РФФИ проекты № 19-37-90099 и № 20-07-00968_a

Литература

1. C.W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando et al. // *Appl. Phys. Lett.*, V. 97, 252504 (2010).
2. H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V.E. Demidov et al. // *Appl. Phys. Lett.*, V. 99, 162502 (2011).
3. H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V.E. Demidov et al. // *Nature Materials*, V. 10, 660 (2011).
4. C.W. Sandweg, Y. Kajiwara, A.V. Chumak et al. // *Phys. Rev. Lett.*, V. 106, 216601 (2011).
5. V. Castel, N. Vlietstra, B.J. van Wees et al. // *Phys. Rev. B*, V. 86, 134419 (2012).
6. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман // *РЭ*, 23, 897 (1978).

Влияние межслойного обмена на кривые гистерезиса сверхрешеток Fe/Cr/Gd

Д.И. Холин^{1*}, А.Б. Дровосеков¹, А.О. Савицкий¹, Д.В. Юрканов^{1,2}, Н.М. Крейнес¹, Е.А. Кравцов^{3,4}, Н.О. Антропов³, М.В. Макарова³, В.В. Проглядо³, В.В. Устинов^{3,4}

1 Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, РАН, Москва, Россия

2 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

3 Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

4 Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

*kholin@kapitza.ras.ru

Методом керровской магнитометрии исследуется влияние межслойного обмена на кривые гистерезиса сверхрешеток [Fe/Cr/Gd/Cr]₁₂ с различными толщинами прослоек хрома. Существенное различие в коэрцитивной силе слоев Fe и Gd позволило в некотором диапазоне толщин хромовой прослойки и температур добиться перемагничивания слоев железа при фиксированном направлении намагниченности в слоях Gd. Возникающий при этом эффект однонаправленной магнитной анизотропии позволил сделать качественные выводы о величине и знаке межслойного обмена в изучаемых структурах.

Введение

Обменно-связанные магнитные сверхрешетки многие годы привлекают внимание исследователей как в силу богатой фазовой диаграммы, так и благодаря многочисленным перспективам практического применения [1].

В одной из недавних работ [2] мы исследовали влияние тонкой прослойки хрома ($t_{Cr} = 4 \text{ \AA}$) на структуру и магнитные свойства сверхрешеток [Fe/Cr/Gd/Cr]₁₂, используя большое количество экспериментальных методик.

В настоящей работе мы тестируем новую методику анализа кривых гистерезиса, полученных с помощью меридионального магнитооптического эффекта Керра, для определения знака и величины межслойного обмена в серии сверхрешеток [Fe(35Å)/Cr(t_{Cr})/Gd(50Å)/Cr(t_{Cr})]₁₂ с толщинами прослоек хрома в диапазоне от 4 до 20 Å. Измерения проводились в диапазоне температур 4–300 К в магнитных полях до 10 кЭ, лежащих в плоскости пленки.

Экспериментальные результаты и их анализ

На рис. 1 показаны кривые гистерезиса сверхрешетки с толщиной прослоек хрома 5.8Å в случае развертки поля в диапазоне $\pm 9 \text{ кЭ}$. Величина межслойного обмена в этом случае оказывается достаточно мала, чтобы пленки железа и гадолиния перемагничивались независимо друг от друга. Поскольку эффект Керра для слоев Fe и Gd имеет раз-

ный знак, суммарная кривая намагничивания, измеренная с помощью эффекта Керра, может быть представлена как сумма относительно узкой кривой гистерезиса железа (с шириной порядка 100Э) и достаточно широкой кривой гистерезиса Gd (с шириной порядка 1кЭ), имеющей обратный знак.

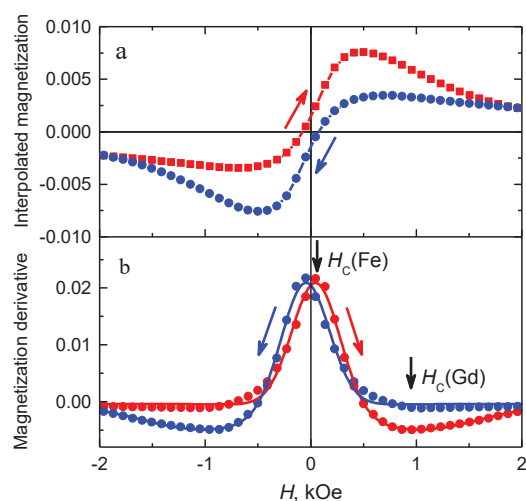


Рис. 1. Кривая гистерезиса (верхняя панель) и её производная (нижняя панель) для сверхрешетки [Fe(35Å)/Cr(5.8Å)/Gd(50Å)/Cr(5.8Å)]₁₂ при перемагничивании сильным внешним полем. $T = 60 \text{ К}$

Для разделения этих двух вкладов в суммарную намагниченность мы аппроксимировали производную кривой намагничивания по полю суммой двух гауссовых кривых противоположного знака (нижняя панель на рис. 1). Узкий пик с максимумом в малых полях соответствовал перемагничиванию железа, а широкий с максимумом в полях порядка 1кЭ – перемагничиванию Gd. Качество аппрокси-

магии для представленной кривой оказывается вполне удовлетворительным, что может служить критерием применимости предлагаемой методики.

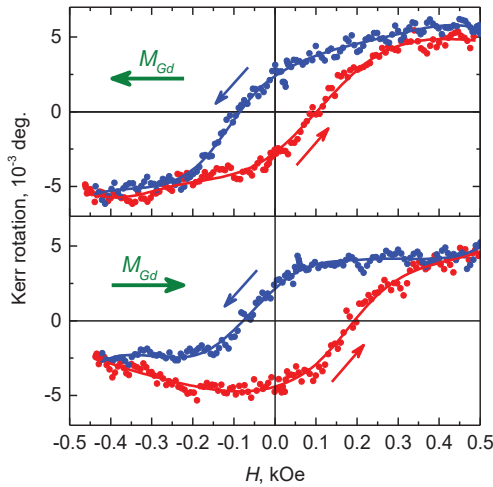


Рис. 2. Кривая гистерезиса для того же образца при перемагничивании магнитными полями менее 0.5 кЭ для разных направлений намагниченности Gd. $T = 70$ К

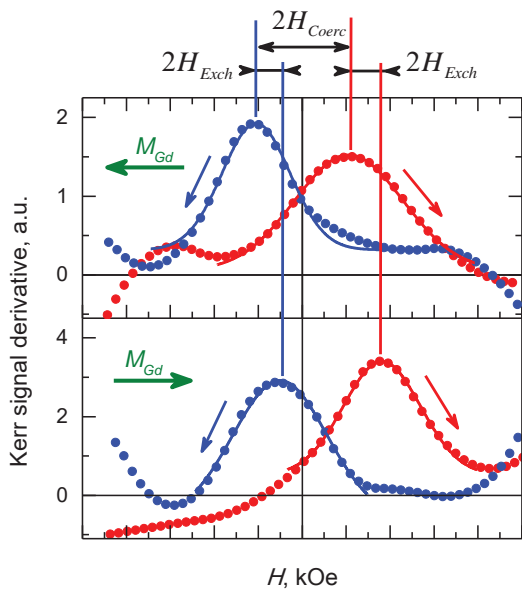


Рис. 3. Производная кривой гистерезиса при перемагничивании магнитными полями менее 0.5 кЭ для разных направлений намагниченности Gd. Точки – результат дифференцирования экспериментальных кривых, линии – аппроксимация экспериментальных данных гауссовой кривой. $T = 70$ К

Поскольку коэрцитивные силы для пленок Fe и Gd оказываются существенно различными, при развертке поля в диапазоне, существенно меньшем, чем коэрцитивная сила Gd, перемагничиваться бу-

дут лишь слои железа, в то время как намагниченность Gd будет в основном сохранять свою ориентацию. Межслойное взаимодействие железа и гадолиния будет в этом случае приводить к смещению кривой гистерезиса Fe в ту или иную сторону в зависимости от того, в какую сторону мы ориентируем слои Gd, предварительно поместив образец в сильное магнитное поле. Примеры таких смещенных кривых гистерезиса показаны на рис. 2.

Для объективного определения поля переключения железных слоев кривые намагничивания дифференцировались, и поле переключения определялось по положению максимума производной (рис. 3). Межслойное взаимодействие определялось по разнице полей переключения при различных ориентациях Gd.

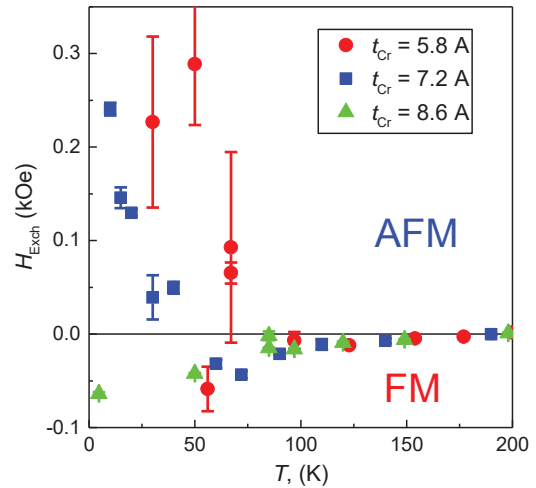


Рис. 4. Зависимость величины обменного сдвига кривой гистерезиса в слабых полях от температуры для различных толщин хромовой прослойки

Использованная методика позволила получить качественную информации о знаке и величине межслойного взаимодействия в изученных структурах в зависимости от толщины прослоек Cr и температуры (рис. 4).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-37-00182-«мол_а»).

Литература

1. R.E. Camley // Handbook of Surface Science 5, 243 (2015).
2. А. Б. Дровосеков и др. // ЖЭТФ 154, 868 (2018).

Получение и магнитные свойства массива нанопроволок из сплава CuNi

Д.А. Черкасов^{1,*}, И.М. Долуденко¹, Т.В. Букреева¹, Д.Г. Гаврилин², Г.А. Рыбин²,
А.В. Попова², А.В. Николаева², Д.Л. Загорский^{1,§}

¹ ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский проспект 59, Москва, 119333.

² Школа им. Маршала В. И. Чуйкова, ул. Таможенный проезд 4, Москва, 111033.

*dim_cherckasov@mail.ru, §dzagorskiy@gmail.ru

В работе исследованы зависимости магнитных свойств нанопроволок из сплава CuNi, полученных при электроосаждении в поры трековой мембраны. В частности, исследуется зависимость температуры Кюри от состава получаемых НП, а также от условий осаждения (таких как напряжение осаждения, диаметр пор и т.д.). Предложен метод получения цилиндрических наночастиц (ЦНЧ) заданной геометрии и состава (например, ЦНЧ из сплава CuNi с диаметром 100 нм, длиной в 200 и 400 нм). Показано, что, варьируя состав ЦНЧ, можно добиться температуры магнитного перехода, близкой к комнатной, что позволяет легко переводить ЦНЧ из ферромагнитного в парамагнитное состояние.

Введение

Нанопроволоки (НП) известны как интересный и перспективный для практического применения тип наноструктур. Для их получения может применяться метод матричного синтеза – заполнение пор в пористой матрице требуемым материалом. Метод позволяет получать массивы идентичных НП с варьируемым в широких пределах составом. Появляется возможность получения т.н. «слоевых» НП (состав которых периодически изменяется по длине) и НП из «сплавов» (гомогенных соединений двух и более металлов). В настоящей работе приемы синтеза обоих типов НП применялись для решения задачи, важной в медицинских приложениях – адресной доставки лекарств и активизации их действия.

Перспективы применения

Адресная доставка лекарственных препаратов широко известна и уже реализуется в ряде направлений. Одним из решений здесь является внедрение (инкапсуляция) в полимерную капсулу с лекарственным веществом наноразмерных магнитных частиц. Воздействие на последние постоянным магнитным полем может привести к направленному движению таких капсул с лекарством к требуемому месту организма. В настоящей работе предпринята попытка решить и последующую задачу – управляемого вскрытия капсул в нужном месте и в нужный момент. Это может быть достигнуто за счёт вращения таких частиц (инкапсулированных в оболочку) в переменном магнитном поле. Очевидно, что в этом случае эффективным может быть

только использование частиц с вытянутой формой. В наших работах было предложено получать такие частицы методом матричного синтеза. При этом в порах трековой мембраны выращивается массив слоевых НП, каждая из которых состоит из чередующихся слоёв магнитного металла и немагнитного – «жертвенного» металла. После роста и отделения от ростовой полимерной матрицы из таких НП «выделяются» отдельные частицы – фрагменты (слои) магнитного металла путём селективного удаления (растворения) промежуточных («жертвенных») слоёв. Размер таких частиц (далее – цилиндрические наночастицы – ЦНЧ) задаётся диаметром НП и длиной отдельного слоя. Однако успешному использованию таких магнитных ЦНЧ (инкапсуляции) препятствует их агломерация – произвольное связывание в большие группы за счёт магнитного взаимодействия. В настоящей работе предпринята попытка устранить это явление за счёт временного (на момент инкапсуляции) перевода таких частиц в парамагнитное состояние при нагреве.

Отметим, что для получения ЦНЧ целесообразно использовать никель: два других магнитных металла имеют существенные ограничения – железо склонно к неконтролируемому окислению, кобальт токсичен. Промежутки между никелевыми слоями – «жертвенные слои» – целесообразно выращивать из меди. Выбор последней определялся лёгкостью осаждения и селективного растворения меди.

В настоящей работе рост проводился в матрице с плотностью пор $1,1E9$ см⁻² и диаметром 100 нм. Толщина матрицы (максимальная длина НП) со-

ставляла 12 мкм. Длины магнитных слоев составляли 200 и 400 нм. Последующее растворение «жертвенных» слоев проводилось в растворе аммиака. При этом образовывались отдельные ЦНЧ из никеля. Отметим, что рост слоевых структур однованновым способом приводит к тому, что в магнитном металле неизбежно присутствует немагнитный – в нашем случае слой никеля содержит примесь меди. Оказывается, что этот момент нежелателен лишь на первый взгляд: на практике присутствие меди даёт возможность изменять свойства ЦНЧ. Известно, что в объёмный сплав NiCu обладает определенными магнитными свойствами: примесь меди в никеле в этом случае очень сильно изменяет такие параметры как намагниченность насыщения. Известна и сильная зависимость температуры Кюри от концентрации меди: так, для чистого никеля это приблизительно 650 К, а добавление 20% меди приводит к понижению T_K до 450 К. Вопрос о том, как будет эта зависимость проявляться в наноразмерных проволоках и ЦНЧ решался в настоящей работе.

Экспериментальная часть

Для электроосаждения использовался электролит следующего состава: $\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ – 0,7 М; $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ – 0,025 М; H_3BO_3 – 0,51 М, где М – молярность. Напряжение осаждения варьировалось в пределах от 0,9 до 1 вольт. Для согласования с табличными данными и отработки режимов осаждения предварительные эксперименты проводились с осаждением сплава CuNi на плоскую поверхность. Элементный анализ показал, что содержание никеля в таком случае изменяется с повышением напряжения от 0 до 7%. Образцы, выращенные при напряжении от 0,95 до 1 вольта, проявляли магнитные свойства и для них были получены значения критической температуры, которые лежали в области от 50 до 100 °С соответственно.

Дальнейшим этапом было осаждение CuNi в поры трековой мембраны. Увеличение концентрации меди достигалось как за счёт изменения состава

электролита, так и за счет варьирования потенциала осаждения. Магнитные свойства и их температурные зависимости были сходными со свойствами плоских образцов. Полученные образцы были также исследованы методом СЭМ с элементным анализом. Показано, что образцы являются ферромагнитными даже при малых концентрациях никеля (7-10%). Были проведены рентгеноструктурные исследования, и определена связь между составом НП и температурой магнитного перехода. Получен набор образцов из массивов разного состава, которые имеют температуру ферромагнитного упорядочения в области от 0 до 100 °С.

Некоторые перспективы

В перспективе, дальнейшие исследования будут связаны с измерением критической температуры с помощью других методов, таких как калориметрия.

Отметим также, что исследование магнитных свойств нанопроволок из сплава CuNi интересно и с другой точки зрения: известно, что точка Кюри понижается при увеличении давления. В нанопроволоках дополнительное давление может создаваться за счет поверхностного натяжения, а диаметр НП достаточно мал, для того чтобы за счет поверхностного натяжения изменялась постоянная решетки, причем дополнительное давление будет изменяться в зависимости от диаметра НП. Поэтому ещё одним направлением исследования будет измерение температуры Кюри в зависимости от диаметра НП.

Никель также известен и своими магнитострикционными свойствами, таким образом дополнительное увеличение давления может иметь не менее важную роль в изменении магнитных свойств НП, чем содержание меди.

Благодарности

Работа выполнена в рамках Госзадания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

Магнитная стабилизация парамагнитного альфа-железа

А.И. Чумаков^{1,*}, И. Сергеев², D. Bessas¹, Ю. Швыдько³, А. Босак¹,
W. Crichton¹, H. Vitoux¹, R. Ruffer¹

1 ESRF–The European Synchrotron, F-38043 Grenoble, France.

2 Deutsches Elektronen Synchrotron, D-22607 Hamburg, Germany.

3 Advanced Photon Source, Argonne National Laboratory, Lemont, 60439 Illinois, USA.

Обнаружены мягкие моды атомных колебаний α -железа, свидетельствующие о нарастающей нестабильности ОЦК α -железа с температурой. Наблюдаемый максимум амплитуды колебаний мягких мод около температуры Кюри, то есть – при пропадании макроскопического магнетизма – возможно свидетельствует о магнитной природе стабилизации парамагнитного α -железа.

Несмотря на то, что железо является одним из наиболее обыденных и изученных металлов, многие из его свойств до сих пор непонятны. При охлаждении из расплава металлы обычно кристаллизуются в объёмно-центрированную кубическую (ОЦК), в гране-центрированную кубическую (ГЦК), и в гексагональную структуру с плотной упаковкой (ГПУ), проходя этот путь либо по всем этапам, либо минуя некоторые из них (Рис. 1). Железо только частично повторяет этот путь, проходя из расплава сначала в ОЦК а затем в ГЦК структуру, но при дальнейшем охлаждении не переходит в ГПУ-структуру, а возвращается обратно в ОЦК решетку, формируя наиболее известную фазу α -железа (Рис. 1).

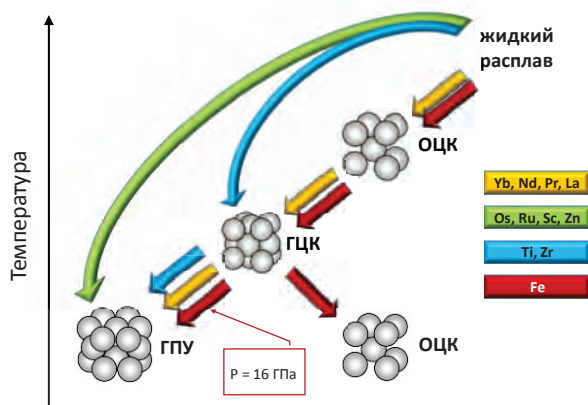


Рис. 1. Схема кристаллизации металлов. Уникальность железа заключается в повторной кристаллизации в ОЦК решетку вместо следования в ГПУ структуру

Уникальный возврат в уже «пройденную» ОЦК структуру можно подавить и заставить железо следовать из ГЦК в ГПУ решетку, если устранить магнетизм, приложив давление ~ 16 ГПа (Рис. 1). По-

видимо, это свидетельствует о роли магнетизма в стабилизации ОЦК α -железа.

Данное предположение подтверждается теорией: ab-initio расчёты парамагнитного α -железа (т. е., α -железа выше температуры Кюри) показывают, что оно нестабильно в немагнитном состоянии (Рис. 2). Стабилизация происходит только при введении локальных магнитных моментов, т. е., магнетизма на расстояниях нескольких атомных размеров [1, 2].

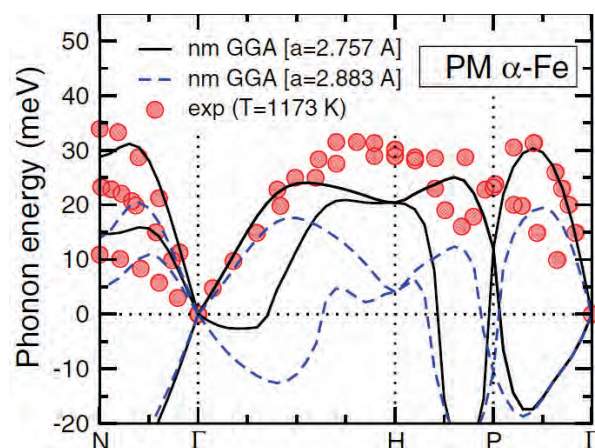


Рис. 2. Расчёты дисперсионных зависимостей парамагнитного α -железа без учёта локального магнетизма. Отрицательная энергия фононов свидетельствует о нестабильности немагнитного ОЦК α -железа. Из работы [1]

Экспериментальные указания на возможную нестабильность парамагнитного α -железа и на магнитную природу его стабилизации, насколько нам известно, пока получены не были. Возможно, нам удалось сделать этого в данной работе. Сверхвысокое энергетическое разрешение разработанного нами спектрографа для жёсткого рентгеновского

излучения выявило существование неизвестных пока мягких мод атомных колебаний α -железа [3].

Появление подобных мод обычно свидетельствует о близости фазового перехода.

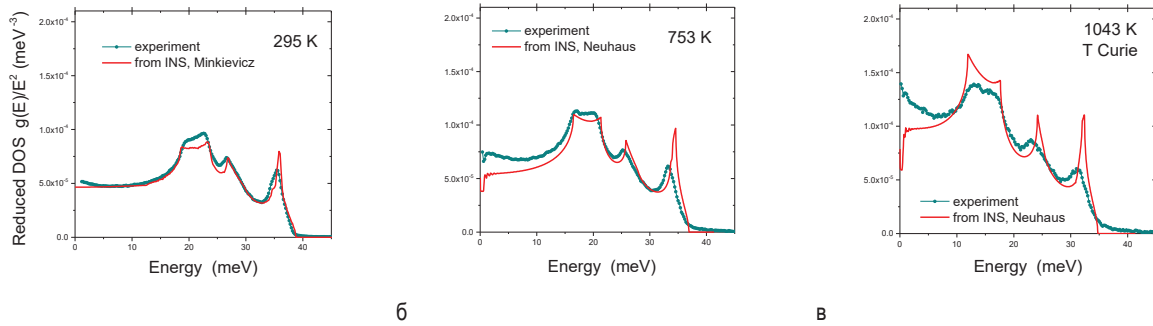


Рис. 3. Приведённые плотности фоновых состояний $g(E)/E^2$ α -железа для указанных температур. Результаты прямых измерений данной работы (символы) сравниваются с расчётами плотностей состояний по дисперсионным зависимостям измеренным [4, 5] неупругим рассеянием нейтронов (INS, линии). Превышения экспериментальных данных над расчётами в диапазоне энергий [0-10] мэВ представляют собой аномальные мягкие моды, свидетельствующие о нарастающей нестабильности ОЦК α -железа с повышением температуры

Эффект резко увеличивается при нагревании железа к температуре Кюри, то есть при пропадании макроскопического магнетизма. Рисунок 3 показывает приведённую плотность фоновых состояний α -железа, то есть плотность фоновых состояний $g(E)$ делённую на квадрат энергии E^2 . Для стабильных систем, при понижении энергии данная функция имеет слабо ниспадающую или горизонтальную зависимость.

[0-10] мэВ, нарастающих с повышением температуры.

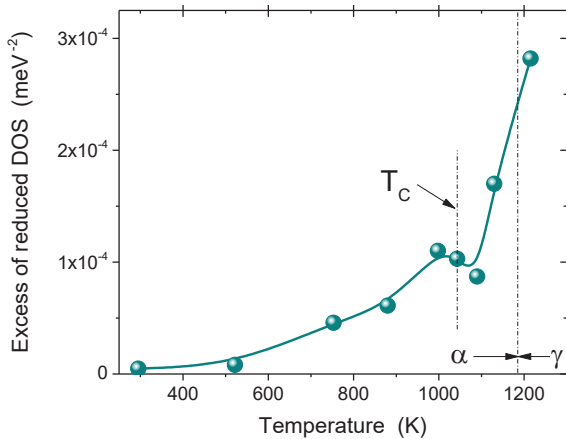


Рис. 1. Температурная зависимость избытка приведённой плотности состояний в области малых энергий (т.е., средне-квадратичной амплитуды атомных колебаний мягких мод)

Температурная зависимость аномального избытка приведённой плотности состояний в области малых энергий показана на Рисунке 4. Данная зависимость характеризует изменение средне-квадратичной амплитуды атомных колебаний с температурой. Амплитуда колебаний в аномальных мягких модах растёт с повышением температуры, временно стабилизируется при пропадании магнетизма в районе температуры Кюри (T_C), слегка понижается при переходе α -железа в парамагнитное состояние, и затем вновь увеличивается при приближении к переходу ОЦК α -железа в ГЦК γ -железо. Возможно, это является прямым доказательством магнитной природы стабилизации парамагнитного α -железа.

Литература

1. I. Leonov, A. I. Poteryaev, V. I. Anisimov *et al.* // Physical Review B, V. 85, 020401(R) (2012).
2. F. Körmann, B. Grabowski, B. Dutta *et al.* // Physical Review Letters, V. 113, 165503 (2014).
3. A. I. Chumakov, Yu. Shvyd'ko, I. Sergueev *et al.* // Physical Review Letters, V. 123, 097402 (2019).
4. J. Neuhaus, M. Leitner, K. Nicolaus, W. Petry *et al.* // Physical Review B, V. 89, 184302 (2014).
5. V. G. Minkiewicz, G. Shirane, R. Nathans // Physical Review 162, 528 (1967).

Именно такую зависимость предсказывают расчёты на основе данных [4, 5] неупругого нейтронного рассеяния (INS, линии). Напротив, результаты прямых измерений данной работы показывают присутствие мягких мод в диапазоне энергий

Проявление фрустраций основного состояния двумерной разбавленной модели Изинга в магнитокалорическом эффекте

А.В. Шадрин^{1,*}, В.А. Улитко¹, Ю.Д. Панов¹

¹ Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

*fynjygame@rambler.ru

Рассматривается магнитокалорический эффект (МКЭ) для двумерной системы Изинга с фиксированной концентрацией немагнитных подвижных заряженных примесей. Для описания системы и для получения температурных зависимостей параметров МКЭ для нашей системы используются псевдоспиновый формализм и высокопроизводительные расчёты методом Монте-Карло. Обсуждается влияние взаимодействия примесь-примесь на концентрационную зависимость параметров МКЭ, а также эффект учета фрустраций в основном состоянии для величины магнитной энтропии.

Введение

Магнитокалорический эффект (МКЭ) представляет собой тепло, поглощаемое или выделяемое в результате изменения магнитного поля, приложенного к материалу. Сначала этот метод использовался для достижения температуры ниже 1К, но после открытия материалов, демонстрирующих МКЭ вблизи комнатной температуры, магнитное охлаждение стало очень активной областью исследований. МКЭ является основой для создания экологически чистых магнитных холодильников, которые можно использовать в повседневной жизни или в промышленности.

В работе рассматривается двумерная изинговская система $s = 1/2$ с фиксированной концентрацией немагнитных подвижных заряженных примесей. Разбавленная модель Изинга является одной из основных моделей [1] в теории магнитных систем с закаленным или отоженным беспорядком, в термодинамической теории бинарных сплавов, а также смесей классических и квантовых жидкостей.

Для описания нашей системы мы используем псевдоспиновый формализм $S = 1$, в котором состояния для данного узла решетки с проекциями псевдоспина $S_z = \pm 1$ соответствуют двум магнитным состояниям с обычными проекциями спина $s_z = \pm 1/2$, в то время как состояние с $S_z = 0$ соответствует заряженному немагнитному состоянию. Запишем гамильтониан следующим образом

$$H = -J \sum_{\langle ij \rangle} S_{zi} S_{zj} + V \sum_{\langle ij \rangle} P_{0i} P_{0j} - h \sum_i S_{zi} \quad (1)$$

где S_{zi} - z-проекция оператора псевдоспина на узле, $P_{0i} = 1 - S_{zi}^2$ - оператор проекции на состояние $S_z = 0$, $\tilde{J} = J / s^2$ ($J > 0$) - обменный интеграл,

$s = 1/2$, $V > 0$ - межузельное взаимодействие примесей, $\langle ij \rangle$ - ближайшие соседи, а суммы пробегает по всем узлам двумерной квадратной решетки. Концентрация заряженных немагнитных примесей n фиксирована: $nN = \sum_i P_{0i} = const$, где N - число узлов решетки.

Методика расчета

Основными параметрами, характеризующими МКЭ, являются изотермическое изменение магнитной энтропии ΔS_M и адиабатическое изменение температуры ΔT_{ad} , вызванные изменениями магнитного поля. Они показаны на рисунке 1.

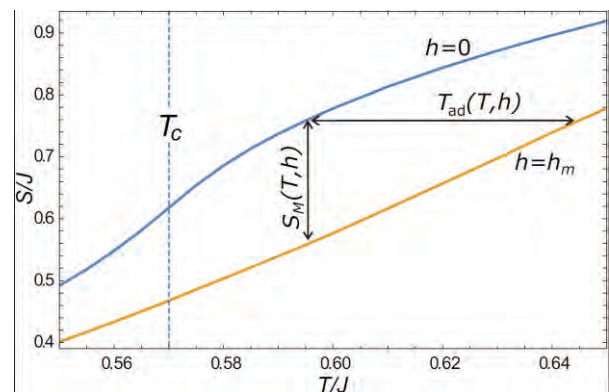


Рис. 1. Изотермическое изменение магнитной энтропии ΔS_M и адиабатическое изменение температуры ΔT_{ad} . Пунктирная линия указывает значение критической температуры ($n = 0, V/J = 0,1$)

Выражение для изменения магнитной энтропии определяется как:

$$\Delta S_M(T, h_m) = \int_0^T \frac{c(T', h_m) - c(T', 0)}{T'} dT', \quad (2)$$

где C - теплоемкость. Соотношение Максвелла $(\partial S / \partial h)_T = (\partial M / \partial T)_h$ дает нам другое выражение для ΔS_M и уравнение для ΔT_{ad} :

$$\Delta S_M(T, h_m) = \int_0^{h_m} \left(\frac{\partial M(T, h)}{\partial T} \right)_h dh ; \quad (3)$$

$$\Delta T_{ad}(T, h_m) = \int_0^{h_m} \frac{T}{c(T, h)} \left(\frac{\partial M(T, h)}{\partial T} \right)_h dh , \quad (4)$$

где M - намагниченность, а h - внешнее магнитное поле.

Для получения температурных зависимостей параметров МКЭ системы с гамильтонианом (1) использовался классический метод Монте-Карло. Алгоритм Метрополиса применялся на квадратной решетке 64×64 с периодическими граничными условиями. Условие сохранения полного заряда $nN = \sum_i P_{0i} = const$ выполняется в нашей программе автоматически, поскольку на каждом шаге мы меняем состояние произвольно выбранной пары узлов a и b , требуя при этом выполнение условия $P_{0a} + P_{0b}$.

Результаты

Из данных Монте-Карло мы рассчитали изотермическое изменение магнитной энтропии ΔS_M и адиабатическое изменение температуры ΔT_{ad} , используя дискретные приближения для уравнений (2), (3) и (4). Часть результатов была представлена в работе [2]. Особенный интерес представляют зависимости, полученные при соотношении параметров $V/J = 1$ (Рисунок 2). При $n > 0.1$ в области низких температур упорядочение примесей приводит к появлению изолированных спиновых кластеров (Рисунок 3). Это вызывает парамагнитный отклик, который становится максимальным при $n = 0.5$.

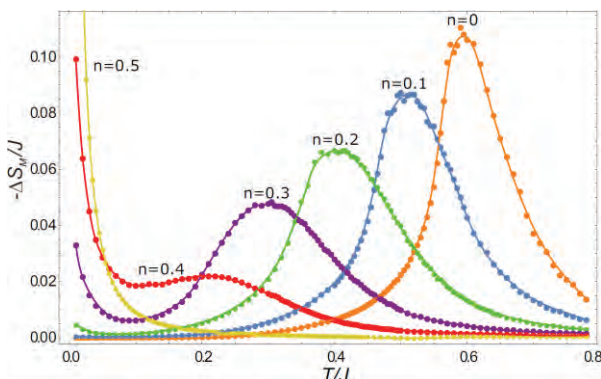


Рис. 2. Изменение магнитной энтропии ΔS_M при соотношении параметров $V/J = 1$

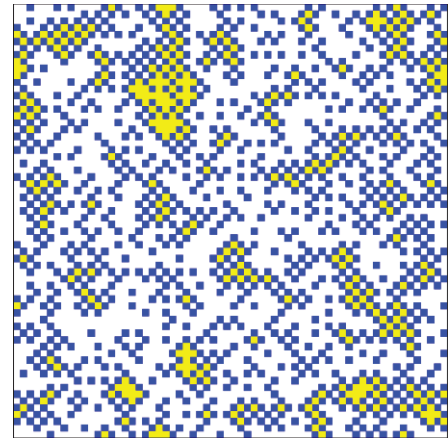


Рис. 3. Снимок конфигурации основного состояния при $V/J = 1, n = 0,3$. Белые и желтые квадраты показывают узлы решетки с проекциями псевдоспина $S_z = 1$ и $S_z = -1$ соответственно. Синие квадраты показывают положения немагнитных примесей, $S_z = 0$. Изолированные спиновые кластеры приводят к появлению низкотемпературного парамагнитного отклика

Расчёт с непосредственным использованием численных данных, полученных методом Монте-Карло, даёт сдвиг относительно друг друга зависимостей магнитной энтропии ΔS_M , полученных по формулам (2) и (3). Учёт вклада спиновых кластеров в энтропию основного состояния приводит к компенсации данного различия.

Заключение

В данной работе рассматривается МКЭ для двумерной разбавленной системы Изинга с фиксированной концентрацией немагнитных подвижных заряженных примесей, которая является одной из основных моделей в теории магнитных систем с закаленным или отожденным беспорядком. В случае слабого обмена упорядочение примесей приводит к парамагнитной природе МКЭ. Также обсуждается возможность выявления скрытых фрустраций в системе с использованием данных МКЭ.

Литература

1. S. Katsura, B. Tsujiyama, Ferro- and Antiferromagnetism of Dilute Ising Model, in: C. Domb (Ed.), Proceedings of the Conference on Phenomena in the Neighborhood of Critical Points, National Bureau of Standards, Washington, D.C., 1965: pp. 219-224
2. A. V. Shadrin, V. A. Ulitko, Y. D. Panov // J. Phys.: Conf. Ser. 1389 012088 (2019)

Ферромагнетизм в гетероструктуре ферромагнитная пленка железо-иттриевого граната/ферромагнитный интерметаллид

Т.А. Шайхулов^{1§}, Г.А. Овсянников^{1#}, К.И. Константиан¹, А.А. Климов¹, В.В. Демидов¹, К.Л. Станкевич¹, N. Tiercelin², P. Pernod², С.А. Никитов¹

¹ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН Москва 125009, Моховая 11, строение 7, Россия.

² International Associated Laboratory LEMAC-LICS: IEMN, UMR CNRS, PRES Lille Nord de France, ECLille, Villeneuve d'Ascq, France.

#gena@hitech.cplire.ru, \$shcaihulov@hitech.cplire.ru

Исследованы магнитные свойства и ферромагнитный резонанс в гетероструктурах, состоящих из эпитаксиальной пленки железо-иттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$) и редкоземельных интерметаллических наноструктуры, представляющей собой обменно-связанные слои $TbCo_2/FeCo$. Материал $TbCo_2/FeCo$ обеспечивает гигантскую магнитострикцию и управляемую наведенную магнитную анизотропию, индуцированные магнитным полем или упругими напряжениями. Было экспериментально обнаружено магнитное взаимодействие магнитных слоев в гетероструктуре $TbCo_2/FeCo / Y_3Fe_5O_{12}$.

Введение

Структура, в которой происходит генерация спинового тока, как правило, состоит из двух слоев: магнитного и немагнитного [1, 2]. Спиновый ток может детектироваться с помощью обратного спинового эффекта Холла (ISHE) в материале с сильным спин-орбитальным взаимодействием, путем преобразования в ток проводимости. Однако не только немагнитные металлы могут применяться в качестве ISHE детекторов спинового тока. В ряде работ было показано, что магнитные металлы, такие как пермаллой $Ni_{81}Fe_{19}$, а также Fe, Co, Ni могут использоваться в качестве детекторов спинового тока [3–5]. Сверхрешетки $(TbCo_2/FeCo)_n$ (TCFC), содержащие элемент Tb с сильным спин-орбитальным взаимодействием (большой атомный вес $Z = 159$), отличаются высокой температурой Кюри ($T_C = 120^\circ C$), гигантской магнитострикцией и управляемой наведенной магнитной анизотропией [6, 7]. Все эти свойства TCFC позволяют надеяться, что эти пленки можно использовать для детектирования спинового тока с помощью обратного спинового эффекта Холла.

Экспериментальные результаты

Эпитаксиальная пленка граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) микронной толщиной выращивалась на подложке (111) $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG) помощью молекулярной эпитаксии на обе стороны подложки толщиной 500 μm . На одну сторону поверх пленки YIG с помощью магнетронного распыления наносилась сверхрешетка интерметаллидов TCFC толщиной 40

nm. Магнитная анизотропия в TCFC пленке наводилась с помощью дополнительного магнитного поля, накладываемого в процессе напыления.

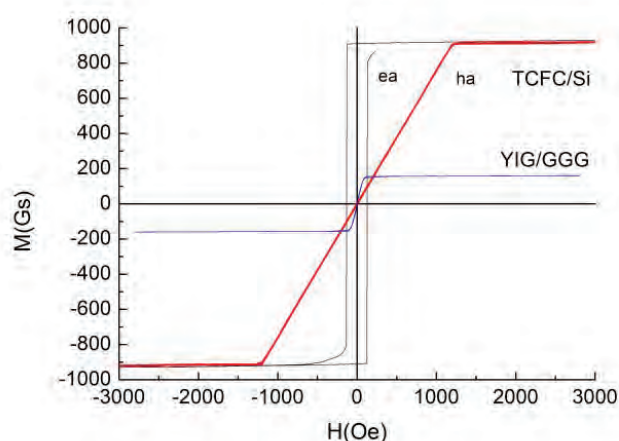


Рис. 1. Зависимость магнитного момента пленок YIG/GGG и TCFC/Si от внешнего магнитного поля при направлении магнитного поля вдоль легкой оси (ea) и трудной оси (ha) намагниченности при $T=300$ K

Исследование магнитного момента пленок с помощью вибромагнетометра (см. рисунок 1) показало, что поле насыщения пленки TCFC $H_S \approx 1500$ Oe значительно превышает поле для YIG пленки $H_S \approx 200$ Oe. При изменении направления внешнего магнитного поля четко наблюдается ярко выраженная анизотропия намагниченности TCFC пленки. В тоже время анизотропия индукции YIG пленки не была нами зарегистрирована нами. Намагниченность

TCFC пленки составляет значение 920 Gs, а YIG – 160 Gs.

Ферромагнитный резонанс образцов измерялся с использованием полосковой линии в режиме отражения СВЧ излучения частотой 1-3 GHz в температурном диапазоне 300-77K.

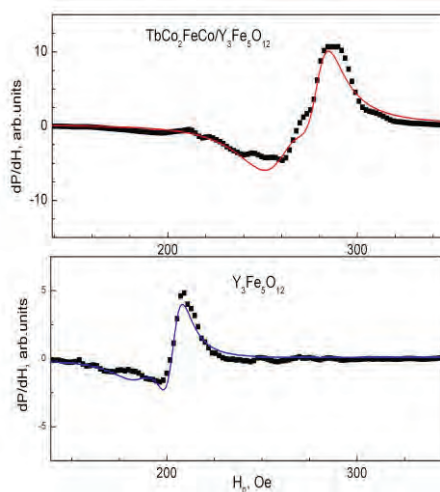


Рис. 2. Спектры ФМР (dP/dH) пленки YIG и гетероструктуры TCFC/YIG для $F = 1.8$ GHz, $T = 300$ K

В режиме модуляции магнитного поля измеряется производная коэффициента отражения dP/dH . На рисунке 2 представлены зависимости $dP/dH(H)$ отдельно для пленки YIG и для гетероструктуры TCFC/YIG при комнатной температуре. ФМР спектры YIG пленки и гетероструктуры при комнатной температуре хорошо описывается двумя лоренцевыми линиями. Результирующие зависимости показаны на рисунке 2 сплошной линией. После напыления пленки TCFC лоренцевые линии расходятся, четко проявляется вторая линия и увеличивается резонансные поля линий.

На рис. 3 представлены данные резонансного поля от частоты ФМР. Описывая эти зависимости известным соотношением $(\omega/\gamma)^2 = H_0 \cdot (4\pi M_0 + H_0)$, мы получили значения намагниченностей YIG $M_0 = 145$ Gs, что близко к значению, полученному из измерений на вибромагнетометре. Подгоночная кривая в случае гетероструктуры TCFC/YIG даёт для величины M_0 значение 95 Gs, что заметно меньше намагниченности одиночной плёнки YIG.

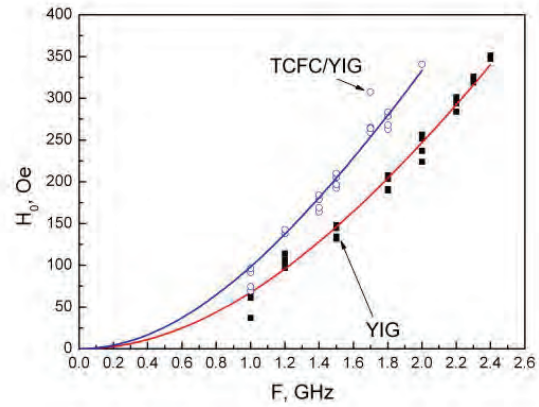


Рис. 3. Зависимость резонансного поля H_0 от частоты ФМР F при температуре 300K

Пленка TCFC толщиной 40 nm не может так сильно изменить намагниченность слоя YIG толщиной в несколько микрон. Возможной причиной изменения параметра M_0 является: влияние межслойного обмена между двумя соседними ферромагнитными плёнками. Тогда вместо параметра M_0 следует учитывать эффективную намагниченность, в которой помимо намагниченности слоя YIG включена добавка, возникающая из-за межслойного обмена [8].

Работа частично поддерживалась проектами РФФИ 18-57-16001, 19-07-00143.

Литература

1. M.I. Dyakonov, V.I. Perel// Phys. Lett. A V.35, 459 (1971).
2. E. Saitoh, et al//Appl. Phys. Lett. V.88, 182509 (2006).
3. B.F. Miao et al// Phys. Rev. Lett.V.111, 066602 (2013).
4. P. Hyde et al// Phys. Rev. B V.89,180404(R) (2014).
5. F. Yang, P.C. Hammel // J. Phys. D V.51, 253001 (2018).
6. Y. Gall, et al//J. Appl. Phys. V.87, 5783 (2000).
7. E. Quandt, et al//J. Appl. Phys. V.83, 7267 (1998).
8. V. V. Demidov and G. A. Ovsyannikov// J. Appl. Phys. V.122, 013902 (2017).

Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля на основе магнитотвердых и магнитомягких материалов с перпендикулярной анизотропией

Ю.А. Юсипова*

Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, ул. Советская, дом 3, Зеленоград, Москва, 124365.

*linda_nike@mail.ru

В работе проведено моделирование динамики вектора намагниченности активного слоя спин-вентильной структуры с перпендикулярной анизотропией слоев, помещенного в магнитное поле произвольного направления. В качестве материалов для свободного и закрепленного слоев структуры рассмотрены четыре магнитотвердых и шесть магнитомягких ферромагнетиков. Рассчитаны критические характеристики переключения спинового вентиля как базового магнитного элемента для различных устройств нанозлектроники.

Введение

Металлические тонкопленочные спин-вентильные элементы лежат в основе архитектуры многих микроэлектронных устройств, таких как считывающие головки жестких дисков (HMDD), магниторезистивная память с произвольным доступом (MRAM), спин-трасферные наноосцилляторы (STNO), а также стохастические нейроны *r-bit* используемые для реализации вероятностной спиновой логики (PSL).

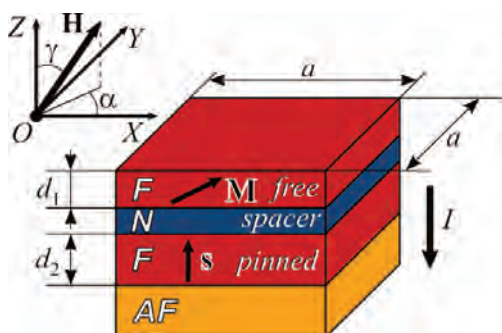


Рис. 1. Спиновый вентиль

Объектом данного исследования является трехслойный спиновый вентиль, состоящий из двух ферромагнитных слоев и тонкой металлической немагнитной прослойки с квадратным поперечным сечением и эффективным полем анизотропии, перпендикулярным плоскости слоев (Рис. 1). В качестве материалов для свободного и закрепленного слоев вентиля рассмотрены четыре магнитотвердых ферромагнитных сплава (CoPt, FePt, FePd, FeNi) и

шесть магнитомягких материалов (кобальт, железо, $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$, $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ и $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$). Спиновый вентиль помещен в магнитное поле \mathbf{H} произвольного направления. Вектор \mathbf{H} составляет углы α и γ с осями Ox и Oz , соответственно. Перпендикулярно плоскости слоев структуры пропускается электрический ток плотностью J .

Численные результаты

В результате анализа системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта, описывающей динамику вектора намагниченности \mathbf{M} свободного слоя спинового вентиля, на плоскости H - J были определены области с качественно различной динамикой вектора \mathbf{M} . Обнаружено, что вид бифуркационной диаграммы не зависит от величины азимутального угла α .

В работе проведена классификация динамических режимов вектора \mathbf{M} , и выделены следующие типы динамики: переключение вектора с двумя вероятными исходами (Рис. 2), переключение из нескольких неустойчивых положений равновесия в единственное устойчивое, режимы с устойчивой и неустойчивой прецессией, динамика вектора намагниченности с двумя возможными исходами — переключение или «наматывание» на предельный цикл. Построены временные зависимости выходного напряжения для этих режимов работы спинового вентиля (Рис. 2б).

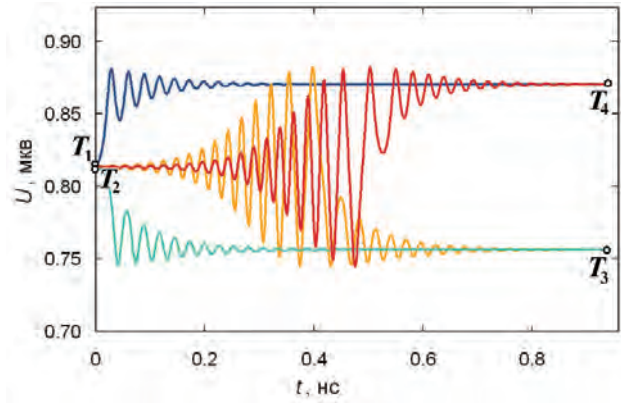
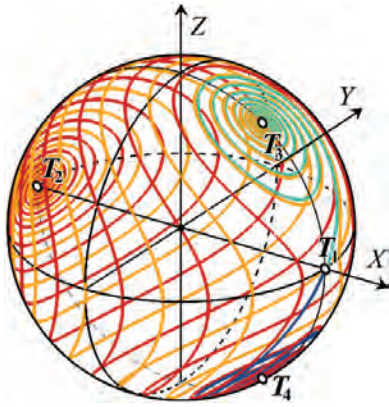


Рис. 2. а. Динамика вектора намагниченности \mathbf{M} с двумя вероятными исходами, рассчитанная для спинового вентиля на основе $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ в магнитном поле перпендикулярном оси анизотропии при $\mathbf{H}=1,4 \cdot 10^6$ А/м и $\mathbf{J}=9,8 \cdot 10^7$ А/см²; б. Вольт-секундная характеристика при тех же параметрах

Из данных Табл. 1 следует, что минимальный ток переключения из параллельного состояния в антипараллельное J_{\min} среди магнитотвердых материалов имеет спиновый вентиль на основе $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$. Аналогичный ток среди магнитомягких ферромагнетиков показал $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$. При этом наименьшее время переключения с помощью тока $t_{\max J}$ имеет спиновый вентиль на основе $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$. Для изготовления магнитного элемента, входящего в архитектуру MRAM и p-bit, необходимо использовать магнитотвердый материал, так как в магнитомягких материалах без поддержки внешнего магнитного поля равновесные состояния, отвечающие записанным «0» и «1», неустойчивы [2]. Таким образом, наиболее подходящим материалом для изготовления MRAM является $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$.

Таблица 1. Критические характеристики переключения вектора \mathbf{M} .

Материалы	H_{\min} , кА/м	$t_{\max H}$, нс	J_{\min} , МА/см ²	$t_{\max J}$, нс	J_{\max} , кА/см ²	t_{\min} , нс	GMR, %
Co	830	90	45	60	-	-	11
Fe	1850	53	42	37	-	-	15
Fe ₇₀ Co ₃₀	1937	62	62	31	-	-	34
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	1385	43	99	24	-	-	31
Co ₉₃ Gd ₇	988	92	44	96	-	-	8
Co ₈₀ Gd ₂₀	54	1385	1	1118	-	-	1
Co ₅₀ Pt ₅₀	8989	54	767	1	79,8	2	8
Fe ₅₀ Pd ₅₀	1614	218	35	19	3,6	26	26
Fe ₅₀ Pt ₅₀	8335	13	1202	1	121,0	1	15
Fe ₅₀ Ni ₅₀	666	79	33	81	2,7	108	3

В работе HMDD используется переключательный режим, при котором изменение направления векто-

ра \mathbf{M} происходит под действием магнитного поля, параллельного или антипараллельного оси анизотропии. При этом особое внимание уделяется коэффициенту гигантского магнетосопротивления GMR. Поэтому оптимальным материалом для изготовления считывающих головок HMDD является $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, так как он имеет лучшие соотношения коэффициента GMR минимального поля переключения H_{\min} и сравнительно небольшое время переключения магнитным полем $t_{\max H}$ (Табл. 1).

Основным режимом работы спинового вентиля как элемента PSL является переключение с двумя вероятными исходами (Рис. 2). При этом переключении вектор \mathbf{M} меняет свое направление с перпендикулярного оси анизотропии OZ на параллельное с вероятностью P_{AP} или антипараллельное ей с вероятностью P_P . Для выведения вектора намагниченности в начальное положение прикладывается магнитное поле, направленное вдоль оси OX . В Табл. 1 собраны значения величины плотности тока J_{\max} , необходимой для приведения p-bit в антипараллельное состояние при $P_{AP} = 100\%$ и времена переключения при таком токе t_{\min} . Таким образом, наиболее перспективным для изготовления p-bit, среди рассмотренных материалов, является $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$

Литература

1. J. C. Slonczewski // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 159, P.L1–L7 (1996).
2. N.V. Ostrovskaya, Iu.A. Iusipova // Physics of Metals and Metallography, V. 120, N. 13, P. 1291–1298 (2019).

Характеристики переключения и прецессии вектора намагниченности активного слоя спин-вентильной структуры с планарной анизотропией

Ю.А. Юсипова*, А.Н. Щёлоков

Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, ул. Советская, дом 3, Зеленоград, Москва, 124365.

*linda_nike@mail.ru

Проведено моделирование динамики вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля с планарной анизотропией слоев, помещенного в магнитные поля разного направления. В качестве материалов для свободного и закрепленного слоев структуры рассмотрены шесть магнитомягких ферромагнетиков. Выделено несколько типов динамики намагниченности, представляющих практический интерес для реализации различных микроэлектронных устройств. Рассчитаны диапазоны токов и полей, соответствующие этим режимам работы.

Введение

В 1996 году Дж. Слончевский в работе [1] показал возможность изменения магнитной конфигурации слоистых спин-вентильных структур с помощью спин-поляризованного тока. Вслед за этим спиновые вентили нашли применение в большом количестве микроэлектронных устройств — это магнито-резистивная память с произвольным доступом (MRAM), считывающие головки жестких дисков (HMDD), различные спин-трансферные наноосцилляторы (STNO). Они используются также для реализации детерминированной (SL) и вероятностной спиновой логики (PSL).

Целью данной работы является подбор наиболее подходящих ферромагнитных материалов и конфигураций магнитного поля, обеспечивающих наилучшие переключательные и частотные характеристики спинового вентиля как компонента MRAM, STNO, HMDD и PSL.

Объектом исследования является спиновый вентиль с планарной анизотропией слоев. Ось OX системы координат, связанной с вентилем, направлена вдоль оси анизотропии, ось OZ перпендикулярна плоскости слоев. Структура помещена в магнитное поле \mathbf{H} , которое может быть направлено вдоль одной из осей. Электрический ток I пропускается вдоль оси OZ . В качестве материалов для ферромагнитных слоев рассмотрены кобальт, железо, $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$, $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$, и $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$.

Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля \mathbf{M} описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта. Основными типами динамики, имеющими практическую ценность для PSL и STNO — это переключательный режим с двумя вероятными исходами (Рис. 1а) и устойчивая прецессионная мода (Рис. 1б), соответственно. В то время как, основным режимом работы MRAM и HMDD является переключение из параллельного состояния в антипараллельное и наоборот (Рис. 1в).

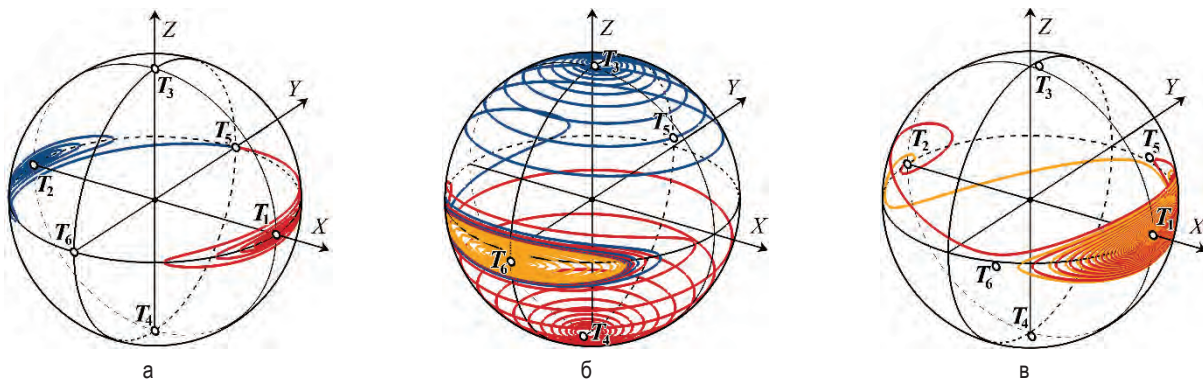


Рис. 1. Динамика вектора намагниченности \mathbf{M} : а — переключение с двумя вероятными исходами T_1 и T_2 , б — устойчивая прецессия, в — переключение из параллельного состояния T_1 в антипараллельное T_2

Таблица 1. Характеристики переключения и прецессии вектора **M**.

Материалы	H_{min} , кА/м OX, OY	H_{min} , кА/м OZ	J_{max} , А/см ²	t_{min} , нс	$ H $, МА/м OY	$J \cdot 10^8$ А/см ²	f , ГГц	U_{max} , мкВ	J_{min} , МА/см ²	t_{maxJ} , нс	t_{maxH} , нс
Co	602	2003	4,80	5	0,56–2,80	2,34–35,16	2,0–17,0	8,81–831,80	110	20	5
Fe	45	1756	4,72	11	1,25–1,88	1,86–42,79	1,3–14,3	13,70–2115,80	32	14	14
Fe ₇₀ Co ₃₀	29	1939	4,00	5	0,14–2,10	1,39–27,81	1,4–15,1	15,55–2753,50	55	13	7
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	214	1774	2,96	3	0,25–1,87	1,86–22,26	1,2–13,2	89,10–4524,20	125	17	4
Co ₉₃ Gd ₇	3	966	2,14	9	0,07–1,06	1,41–21,21	0,3–7,9	2,64–521,63	33	10	10
Co ₈₀ Gd ₂₀	28	107	0,08	87	0,03–0,12	0,05–0,51	0,02–0,76	0,03–1,53	2	186	87

Численные результаты

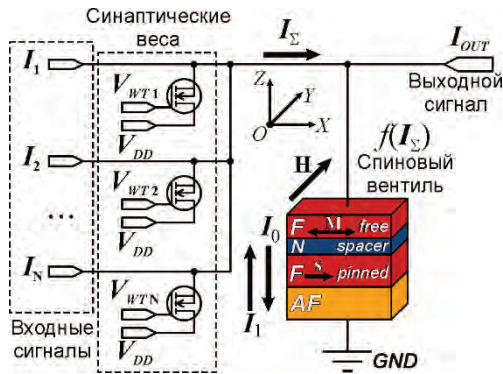


Рис. 2. Схема предложенной конфигурации p-bit

Элементарной ячейкой PSL является стохастический нейрон p-bit. На Рис. 2 показана модель p-bit, предложенная в данной работе. Для гибкой настройки синаптических весов используются КМОП транзисторы. Спиновый вентиль играет роль элемента вероятностной активационной функции $f(I_\Sigma)$. При этом основной режим его работы — переключение направления вектора **M** с перпендикулярного оси анизотропии *OX* на параллельное или антипараллельное ей. Для выведения вектора намагниченности в начальное положение необходимо приложить магнитное поле, направленное вдоль оси *OY* (положение T_5) или *OZ* (положение T_3). Минимальное магнитное поле H_{min} , необходимое для достижения положения T_5 , значительно ниже, чем для положения T_3 (Табл. 1). Среди рассмотренных материалов наименьшей величиной H_{min} для направления *OY* обладает спиновый вентиль, изготовленный из сплава $Co_{93}Gd_7$. В Табл. 1 приведены значения величины плотности тока J_{max} необходимой для переключения p-bit в положение T_2 с вероятностью $P_2 = 100\%$. Время переключения t_{min} при таком токе представлено в Табл. 1. Для переключения в положение T_1 с вероятностью $P_1 = 100\%$ необходимо пропустить противоположный по направлению ток такой же величины J_{max} . При нулевом токе $P_1 = P_2 = 50\%$.

Для STNO важны те прецессионные моды, при которых амплитуда выходного сигнала U_{max} и частота колебаний f наибольшие среди возможных при минимальном энергопотреблении. Режим прецессии в поле, параллельном оси *OY* (Рис. 1б), хорошо отвечает этому условию [2]. Диапазоны поля $|H|$, тока J , а также f и U_{max} для этого случая сведены в Табл. 1. Максимальной частотой прецессии обладает STNO на основе кобальта. Однако спиновый вентиль с ферромагнитными слоями из $Fe_{60}Co_{20}B_{20}$ имеет в 5 раз большую амплитуду осцилляций и в 2 раза меньшее энергопотребление при 30% разнице в частотах. Поэтому $Fe_{60}Co_{20}B_{20}$ является наилучшим материалом для изготовления STNO.

В считывающих головках HMDD переключение спинового вентиля происходит с помощью магнитного поля, параллельного оси анизотропии *OX*. Из Табл. 1 видно, что среди рассмотренных материалов оптимальным сплавом для изготовления ферромагнитных слоев HMDD является $Co_{93}Gd_7$, так как он обладает наименьшим значением критического поля переключения H_{min} . Время переключения спинового вентиля под действием поля, параллельного оси *OX* t_{maxH} , показано в последнем столбце Табл. 1.

Запись информации в ячейку MRAM — это процесс переключения спин-вентильной структуры с помощью электрического тока. Минимальным критическим током переключения J_{min} обладает спиновый вентиль на основе $Co_{80}Gd_{20}$, в то время как минимальным временем переключения при этих токах t_{maxJ} имеет сплав $Co_{93}Gd_7$ (Табл. 1).

Литература

1. J. C. Slonczewski // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 159, P.L1–L7 (1996).
2. Iu. A. Iusipova // Semiconductors, 2019, Vol.53, №15, P. 2029-2036 (2019).

Секция 4

**Зондовая микроскопия:
измерения и технологии атомарного
и нанометрового масштаба**

Nanomechanics of cells and biomaterials: can living cell be described by its elastic modulus?

M.E. Dokukin^{1, 2, *}, I. Sokolov^{2, 3, 4}

1 Sarov Physical and Technical Institute, National Research Nuclear University MEPhI, Sarov, Nizhegorodskaya region, 607186, Russia.

2 Department of Mechanical Engineering, 3 Department of Biomedical Engineering, 4 Department of Physics, Tufts University, Medford, MA, 02155, USA.

*MEDokukin@mephi.ru

Here we presented a comparative analysis of the elastic modulus (effective Young's modulus) of living cells derived from the atomic force microscopy indentation data. We investigated the question if cells, being highly heterogeneous objects, could be described with the elastic modulus in a self-consistent way. The different probe shapes and sizes were compared. The indentation data were processed through various elastic models. The consistency of these approximations was investigated.

Introduction

Mechanical properties of cells are important factors defining cell functionality, motility, tissue formation [1], stem cell differentiation [2], etc. Correlation between cell elasticity and various human diseases, abnormalities has been recently discovered. It has been implicated in the pathogenesis of many progressive diseases, including vascular diseases, cancer, malaria, kidney disease, cataracts, complications of diabetes, cardiomyopathies, arthritis, and even aging [3-5]. In some cases it is believed that the loss of tissue elasticity arises from the changes in the extracellular matrix [6], not the cells themselves. Therefore, besides the fundamental interest, there is a practical need to measure cell mechanics quantitatively. Here we presented a comparative analysis of the elastic modulus (effective Young's modulus) of living cells derived from the atomic force microscopy (AFM) indentation data. Specifically, we tested the independence of the elastic modulus on the penetration depth, which is assumed in majority of macro-mechanical models.

Methods and Models

Cells: Primary cultures of human epithelial normal and cancer cells were collected from tissue of the cervix of healthy and cancer patients, respectively. All human tissue was obtained from the Cooperative Human Tissue Network. All cells were plated in 60 mm tissue culture dishes, and dishes were used for experiments when cells were less than 50% confluent. Right before imaging, the cells were twice washed with Hank's Balanced Salt Solution medium (HBSS by Life Technologies) and imaged in this medium. 30-40 cancer and normal cells were used for the indenting experiments with either sharp or dull probes.

Atomic Force Microscopy: Bioscope Catalyst (Bruker/Veeco, Inc., CA) AFM placed on Nikon TE2000U confocal Eclipse microscope and Dimension 3100 (Bruker Nano/Veeco, Inc.) AFM with NPoint close-loop scanner (200 $\mu\text{m} \times 200 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$, XYZ) were used in this study. A standard V-shaped arrow 200 μm AFM cantilevers (Bruker, Santa Barbara, CA) with integrated silicon nitride pyramidal probes (sharp probes) and spring constant of 0.04-0.3 N/m were used. Spherical colloidal probes were prepared as described, in [7] in detail.

Models: To derive the elastic modulus of the cell, the experimental force-indentation curves are fitted with four different models: the Sneddon model (the case of a cone indenter) [8]:

$$F(i_c) = 8/3\pi \cdot E \tan \alpha \cdot i_c^2, \quad (f1)$$

the Hertz model (the case of a spherical indenter) [9]:

$$F(i_c) = 16/9 \cdot E \sqrt{R^*} \cdot i_c^{3/2}, \quad (f2)$$

and the brush models for either conical or spherical indenters [10]:

$$h(d) = Z - \left[9k/16E\sqrt{R^*} \right]^{2/3} \times (d_{\max}^{2/3} - d^{2/3}) - (d_{\max} - d), \quad (f3)$$

where F is the load force, E is the elastic modulus of the cell, i_c is the indentation depth, $R^* = R_{\text{probe}} \cdot R_{\text{cell}} / (R_{\text{probe}} + R_{\text{cell}})$, R_{probe} is the radius of the apex of the AFM probe, R_{cell} is the cell radius, d is the cantilever deflection in nm and h is the probe cell separation for the brush model (see Figure 1). The Poisson ratio of all cells was set to 0.5.

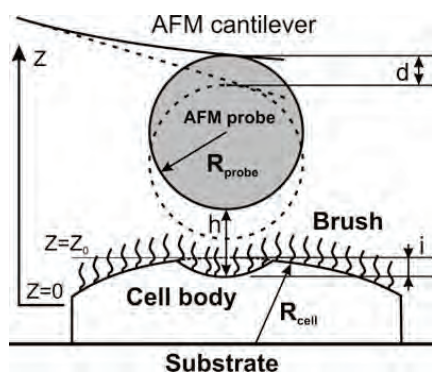


Fig. 1. A schematic of AFM probe-cell surface interaction. Brush layer is shown. Z is the relative piezo position of the cantilever, d is the cantilever deflection; Z_0 non deformed position of the sample; i deformation of the sample; $Z=0$ is for the maximum deflection assigned by the AFM user. Adopted from [11]

Results and Discussion

Independence of the elastic modulus on the indentation depth is the necessary condition of applicability of majority mechanical models in which the material is considered linearly elastic and homogeneous/isotropic. Here we approximated all cells as a homogeneous elastic medium that had either smooth hemispherical boundary (Hertz/Sneddon models) or the boundary covered with a layer of glycocalyx and membrane protrusions (brush models). We found that only the brush model showed consistency when processing the indentation data collected with large spherical AFM probes. In all other models: Hertz/Sneddon models (no brush took into account) and when the brush model was applied to the data collected with sharp conical probes, the elastic modulus demonstrated strong depth dependence (see Figure 2).

References

1. C.G. Galbraith, M.P. Sheetz // *Current Opinion in Cell Biology* 10, 566-571 (1998).
2. O. Chaudhuri, D.J. Mooney // *Nature Materials* 11, 568-569 (2012).
3. G. Perry, M.A. Smith // *Free Radical Biology & Medicine* 31, 175-180 (2001).
4. S.E. Cross, Y.S. Jin, J.Rao, J.K. Gimzewski // *Nature Nanotechnology* 2, 780-783 (2007).
5. I. Sokolov, S. Iyer, C.D. Woodworth // *Biology and Medicine (Nanomedicine)* 2, 31– 36 (2006).
6. G.P. Dimri, X. Lee, G. Basile, et al. // *Proceedings of the National Academy of Sciences USA* 92, 9363-9367 (1995).
7. T.K. Berdyeva, C.D. Woodworth, I. Sokolov // *Physics in Medicine and Biology* 50, 81-92 (2005).
8. I.N. Sneddon // *Int. J. Eng. Sci.* 3, 47-57 (1965).
9. H.R. Hertz // *In Journal für die reine und angewandte Mathematik (Crelle's Journal)* 156 (1882).
10. M.E. Dokukin, N.V. Guz, I. Sokolov // *Biophysical J.* 104, 2123-2131 (2013).
11. N. Guz, M. Dokukin, V. Kalaparthi, I. Sokolov // *Biophysical J.* 107, 564-575 (2014).

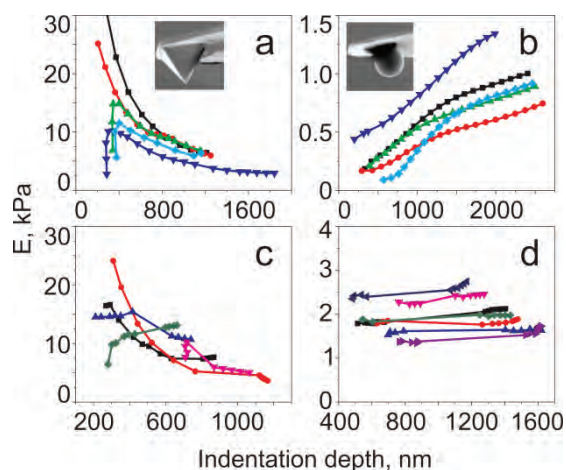


Fig. 2. Representative examples of the dependence of the elastic modulus on the indentation depth for human cervical epithelial cells when using conical (a) (Sneddon model) and spherical (b) (Hertz model) AFM probes (brush is not taken into account). Examples calculated with brush models are shown in (c) (for conical probe) and (d) (for spherical probe) correspondingly. Adopted from [11]

Therefore it is possible to use the elastic modulus to describe the mechanical properties of the cell body only after separating the contribution of the cellular brush. The brush layer itself is essentially non-elastic part of a cell that is better described by entropic/steric brush. In the same time using of a sharp conical probe brings strong modulus-indentation dependence for small indentations. This is presumably due to the excessively high stresses/strains produced by this sharp indenter, a phenomenon observed when indenting polymers.

Features of 2D – bifurcations for structures with quantum dots from colloidal gold, possessing properties of metamaterials

M.B. Semenov^{1,*}, V.D. Krevchik¹, A.V. Shorokhov², D.O. Filatov³, A.P. Shkurinov⁴, P.V. Krevchik¹, O.A. Ageev⁵, Y.H. Wang⁶, T.R. Li⁶, A.K. Malik⁷, I.M. Semenov¹

1 Penza State University, Physics Department, Krasnaya str., 40, Penza, 440026, Russia.

2 University of Jyväskylä, Seminaarinkatu, 15, PO BOX 35, FI-40014, Finland.

3 Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Prospect Gagarina (Gagarin Avenue), 23, bldg. 2, 603950, Nizhni Novgorod, Russia.

4 Lomonosov Moscow State University, GSP-1, Leninskie Gory, Moscow, 119991, Russia.

5 Southern Federal University, Bolshaya Sadovaya str., 105/42, Rostov-on-Don, 344006, Russia.

6 Key Laboratory for Special Function Materials, School of Physical Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China.

7 Department of Physics, Multanial Modi College Modinagar, Uttar Pradesh, 201204, India.

*Misha29.02.1@gmail.com

In framework of the 2D - dissipative tunneling theory in approximation of a rarefied gas of the «instanton - antiinstanton pairs» at a finite temperature under the conditions of an external electric field, the features of tunneling transport for planar structures with quantum dots (QDs) from colloidal gold, that have metamaterial properties, have been studied. It was experimentally shown that, depending on the positioning of the cantilever needle of a combined atomic force and scanning tunneling microscope (AFM / STM), either above a single quantum dot or between two neighboring quantum dots, either a single or double effect of 2D tunneling bifurcations have been observed, respectively. It is such a double bifurcation regime, as our theoretical model has shown, that is associated with the manifestation of the metamaterial properties by the structure under study. A convincing qualitative agreement between the experimental $I - V$ characteristics and the field dependence of the 2D - dissipative tunneling probability in the two studied modes, taking into account the observed quantum beats in the vicinity of the 2D bifurcation points, has been obtained.

Introduction

Among the experimentally observed effects of dissipative tunneling [1] in nanostructures, 2D bifurcation effects, which allow to control the tunneling charge transport at the macro level by changing the temperature or intensity of an external electrostatic field, are of special interest. For the first time, the effect of 2D - bifurcations in planar systems of interacting Josephson contacts was described by B. I. Ivlev and Yu. N. Ovchinnikov (ITP named after L. D. Landau) [1]. It was not possible to experimentally observe the predicted effect in the form of a characteristic break in the tunneling $I - V$ characteristic due to the fact that noise hid this feature. The importance of searching for the experimentally observed macroscopic effects of dissipative tunneling was paid attention to by prof. A. J. Leggett (Nobel laureate in physics, 2003) [1]. Among such observed effects, we first succeeded in discovering the theoretically predicted [1] effect of 2D tunneling bifurcations in the form of a kink on the field dependence of the 2D dissipative tunneling probability in a 2D- oscillatory potential in the presence of a finite temperature in a combined AFM / STM system under an external electric field. In this work, in the quasiclas-

sical one-instanton approximation with exponential accuracy in the limit of weak dissipation, the mentioned probability has been analytically calculated for a planar structure with QDs of colloidal gold up to 5 nm in size in a dielectric matrix in two cases: when these structures do not exhibit and exhibit metamaterial properties.

Experimental tunnel $I - V$ characteristics with the 2D – bifurcation effect

To verify the possible observation of the dissipative tunneling macroscopic effects in the probe microscopy laboratory of the REC «Physics of Solid-State Nanostructures» at NNSU named by N.I. Lobachevsky, the experiment was carried out to obtain tunnel $I - V$ characteristics in a combined AFM / STM system for grown planar structures containing QDs from colloidal gold up to 5 nm in size (see Fig. 1). When positioning the AFM / STM cantilever needle between adjacent QDs (see Fig. 1), double kinks are observed on the tunneling current – voltage characteristics (see Fig. 2), interpreted as double effects of 2D bifurcations, which,

as follows from our theoretical model, may correspond to the manifestation the metamaterial property system.

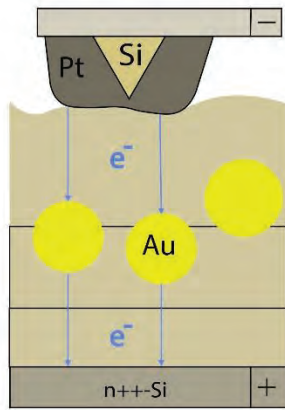


Fig. 1. Schematic representation of the experimental setup for studying the dissipative electron tunneling via double Au- QDs embedded into a tunnel-transparent SiO_2 film on n^+ -Si substrate by Conductive Atomic Force Microscopy (CAFM). This case corresponds to the quasi-two-dimension structures, which can have the properties of metamaterial

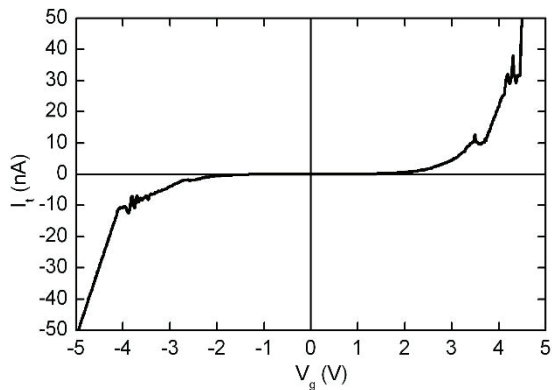


Fig. 2. An example I-V curves of a CAFM probe contact to the nanocomposite $\text{SiO}_2(1.5 \text{ nm})/\text{SiO}_2$: double nc-Au(1.6 nm)/ $\text{SiO}_2(1.8 \text{ nm})/n^+$ -Si(100) stack film (fig. 1): with «smoothed» double kinks with the quantum beat regime

Comparison of theoretical and experimental results in two observed 2D bifurcation modes taking into account quantum beats

The used theoretical model of 2D dissipative tunneling is similar to that considered in the author's paper [see 1], and assumes the transfer of interacting charges (electrons) along the parallel tunneling coordinates in the model double-well 2D oscillator potential. The semiclassical action is calculated in the one-instanton approximation, and the probability of 2D dissipative tunneling is determined with exponential accuracy in

two ways: when the relative dielectric constant of the heat – bath is positive, and in the second case when it is negative, which corresponds to manifestation of the metamaterial properties. The results of a qualitative comparison of the experimental I – V characteristics with theoretical curves are shown in Fig. 3.

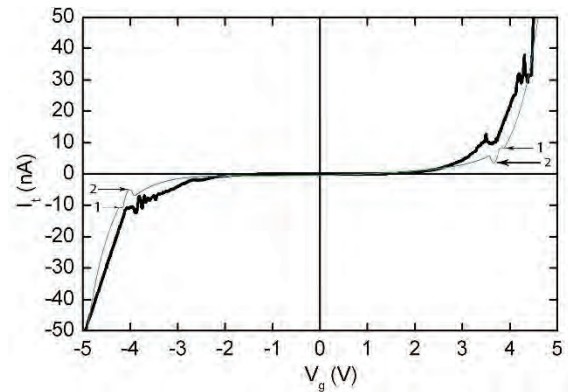


Fig. 3. Comparison of the experimental CVC (black curve) for quasi-two-dimensional Au-QD structures possessing the metamaterial properties (Fig. 2), with the field dependence of the 2D-dissipative tunneling probability (green curve) calculated in the weak-dissipation limit

Conclusion

The science of the quantum tunneling with dissipation has been developed in the works of A. J. Leggett, I. Affleck, P. Wolynes, A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov and other authors [see 1]. Earlier in his review [1] A. J. Leggett posed the «supertask» of experimental observation for the macroscopic quantum effects of dissipative tunneling. The possibilities and development of the modern nanostructure technology brought the realization of this task closer. We hope that with this work we make our modest contribution to its solution. Authors thank prof. A. J. Leggett and Yu. N. Ovchinnikov (who for the first time together with B. I. Ivlev predicted the 2D - tunneling bifurcations effect) for useful discussions.

This work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (project no. 0748-2020-0012) and RFBR (project no. 18-42-130007 p_a).

References

1. A. J. Leggett, Yu. N. Ovchinnikov, V. D. Krevchik, M. B. Semenov, K. Yamamoto, D. O. Filatov *et.al.* Controllable dissipative tunneling. Tunnel transport in low-dimensional systems (Moscow: "Fizmatlit"), 496 pp. (2011-2012).

Роль газовой среды в формировании текстуры в тонких пленках ниобата лития, полученных магнетронным напылением

А.С. Абрамов^{1*}, А.П. Турыгин¹, Д.О. Аликин¹, Д.С. Чезганов, А.В. Костюченко², В.А. Дыбов², М.П. Сумец³, В.Я. Шур¹

1 Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

2 Воронежский Государственный Технический Университет, Московский пр. 14, Воронеж, 394026.

3 Воронежский Государственный Университет, Университетская пл. 1, Воронеж, 394000.

*alexander.abramov@urfu.ru

В работе исследовалось влияние соотношения Ar и O₂ в газовой среде на структурные свойства, текстуру и локальные пьезоэлектрические свойства тонких плёнок ниобата лития, выращенных на Si (001) методом высокочастотного магнетронного распыления.

Введение

Сегнетоэлектрические тонкие пленки широко применяются для создания акустических, оптоэлектронных и микроэлектромеханических устройств [1, 2]. Одним из наиболее распространенных сегнетоэлектрических материалов является ниобат лития (LiNbO₃, LN), обладающий стабильностью сегнетоэлектрических и пьезоэлектрических свойств и высокой температурой Кюри (1210°C). Создание тонких плёнок LN перспективно для нелинейно-оптических устройств, высокотемпературных актюаторов и различных акустических приборов [3]. Как правило кристаллографические направления отдельных зёрен поликристаллических плёнок случайно ориентированы, тогда как строгая ориентация приводит к значительному улучшению интегральных характеристик. Оптимизация условий синтеза для уменьшения разупорядочения зёрен относительно ортогонального подложке направления, является важной задачей для получения оптимальных сегнетоэлектрических и пьезоэлектрических свойств.

Методика эксперимента

В данной работе исследовалась кристаллическая и доменная структура тонких плёнок LN, полученных методом высокочастотного магнетронного распыления (ВЧМР). Пленки толщиной 300 нм были выращены из монокристаллической мишени ниобата лития в средах (1) Ar, (2) 90% Ar + 10% O₂ и (3) 80% Ar + 20% O₂ (P=0,15 Па). В качестве подложек использовались пластины монокристаллического кремния n-типа, (001) ориентации. При распылении подложки располагались на расстоянии 5

см над зоной эрозии и нагревались до 550°C. После синтеза пленки подвергались процедуре отжига на воздухе при 750°C в течение 1 ч. Измерение локального пьезоэлектрического отклика проводилось с помощью СЗМ Asylum MFP-3D (Asylum Research) в режиме сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО). Эффективный пьезоэлектрический коэффициент d_{33}^{eff} определялся как наклон зависимости величины пьезоэлектрического отклика от амплитуды переменного напряжения. Исследование текстуры пленок проводилось интегрально при помощи рентгеновской дифракции и локально при помощи дифракции отраженных электронов.

Результаты

В зависимости от концентрации Ar в смеси газов, удалось получить пленки с различной текстурой. Было показано, что увеличение концентрации Ar в газовой среде приводит к увеличению упорядочения зёрен вдоль направлений $\langle 0001 \rangle$, $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ и $\langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$. Пленки, синтезированные в среде с добавлением O₂ имели только $\langle 0001 \rangle$ текстуру (Рис. 1f,i). При помощи СМПО было проанализировано распределение поляризации (Рис. 1) в пленках с различной структурой и измерены эффективные пьезокоэффициенты d_{33}^{eff} (Табл. 1). Показано, что увеличение доли кислорода в газовой среде приводит к росту пьезоэлектрического отклика. Представленные результаты могут быть использованы для создания тонких плёнок LN со значениями пьезокоэффициентов оптимальными для электромеханических применений.

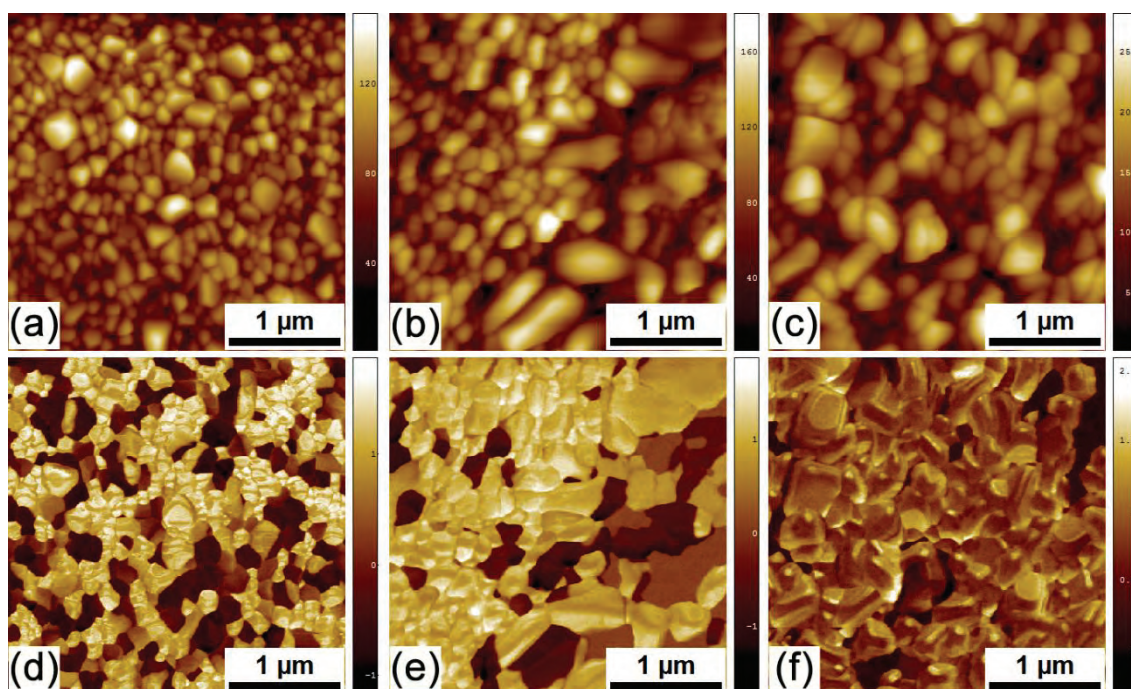


Рис. 1 Топография и доменная структура в пленках, полученных в атмосфере: (a,d) Ar, (d,e) 90%Ar+10%O₂ и (c,f) 80%Ar+20%O₂

Таблица 1. Эффективные пьезоэлектрические коэффициенты тонких пленок LN.

Газовая среда	100% Ar	90% Ar+10% O ₂	80% Ar+20% O ₂
d_{33}^{eff} , пм/В	12,3±0,7	13,2±1,6	17,5±1,1

Благодарности

При проведении исследований использовалось оборудование Уральского центра коллективного пользования «Современные нанотехнологии» Уральского Федерального университета. Исследование выполнено при поддержке Российского фон-

да фундаментальных исследований (грант 18-32-00959)

Литература

1. I. Kanno // *Jap. J. Appl. Phys.* V. 57, 040101 (2018).
2. A. Bartasyte, S. Margueron, T. Baron *et al.* // *Adv. Mater. Int.* V. 4, 1600998 (2017).
3. M. Sumets // *Lithium Niobate-Based Heterostructures* (IOP Publishing: Bristol, UK), 2018.

Эффекты «допорогового» дефектообразования в структурах «кремний на изоляторе», изготовленных по технологии водородного переноса

Н.Д. Абросимова¹, М.Н. Дроздов², С.В. Оболенский³, Д.Ю. Зудин¹

¹ МВЦ, ул. Тропинина, 41В, Нижний Новгород, 603137.

² Институт физики микроструктур РАН (ФИЦ ИПФ РАН), ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

³ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603600.

*andnenastik@inbox.ru, Sobolensk@rf.unn.ru

Приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования распределения водорода в кремнии и структурах SiO₂-Si при имплантации в режимах, используемых при изготовлении структур «кремний на изоляторе» по технологии водородного переноса. Рассчитаны статистические моменты распределений ионов водорода и вакансий при имплантации с различными энергиями. Проведена оценка суммарной амплитуды упругих волн при имплантации ионов водорода в рассматриваемых режимах.

При воздействии ионизирующих излучений различной природы, как корпускулярных (ускоренные ионы), так и волновых (рентгеновское, лазерное, свет) в твердом теле возникают деформационные (упругие) волны, а в некоторых работах говорят об ударно-акустических эффектах [1-3]. Их источниками могут являться переменные механические напряжения, возникающие из-за разогрева и появления нарушенного слоя у поверхности, каскады атомных смещений и рекомбинация пар Френкеля и (или) электронно-дырочных пар. Дефекты являются центрами генерации вторичных упругих волн, которые компенсируют затухание первичной волны и даже усиливают ее интенсивность. Т.к. расстояние между рассеивателями мало, такие волны считают когерентными. В результате такого взаимодействия изменения структуры материала наблюдаются на глубинах, значительно превышающих пробег ионов (эффект дальнего действия), а также при энергиях ниже пороговой («допороговое» дефектообразование) [4]. Имплантация водорода в монокристаллический кремний является ключевым процессом при формировании структур «кремний на изоляторе». Характер распределения профиля водорода может оказывать существенное влияние на однородность толщины приборного слоя кремния.

Профиль распределения ионов водорода по глубине при имплантации в кремний хорошо соответствует рассчитанному с помощью программы

TRIM. На рисунке 1 приведены нормированные на максимальные значения распределения имплантированных в кремний атомов водорода.

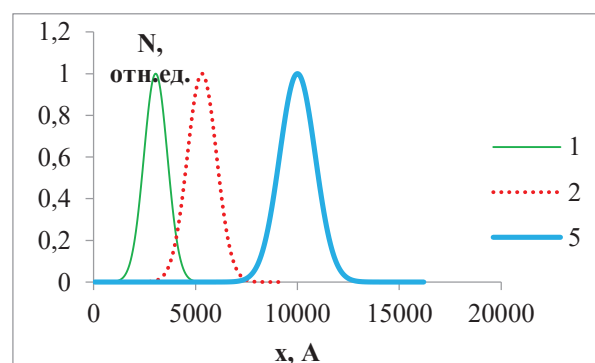


Рис. 1. Нормированные на максимальные значения профили распределения водорода по глубине для энергии имплантации 30 кэВ (1), 60 кэВ (2), 120 кэВ (5)

Профиль распределения вакансий по глубине, как видно из рисунка 2, немного смещен в сторону поверхности образца и имеет дополнительный максимум на глубине 0,18 мкм. Отличие от аппроксимирующей по распределению Гаусса кривой состоит также в наличии более пологого, чем у нормального распределения, «хвоста» со стороны поверхности.

На рисунке 3 приведены результаты экспериментального определения профилей отрицательных вторичных ионов изотопа кремния ³⁰Si, водорода и

основных примесей в структуре $\text{SiO}_2\text{-Si}$, имплантированной водородом. Послойный элементный анализ проводился методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5 фирмы IONTOF (Германия) с время-пролетным масс-анализатором.

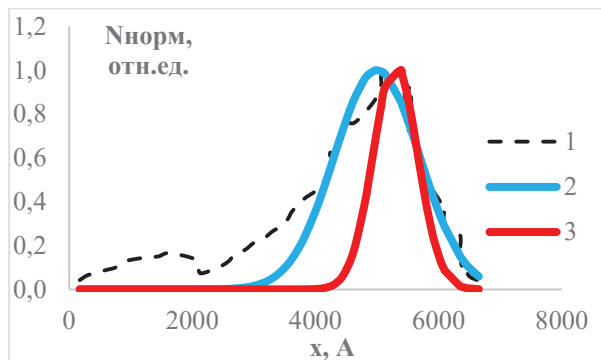


Рис. 2. Нормированные на максимальные значения профили распределения вакансий (1), ионов (3), аппроксимация распределения вакансий (2) для энергии имплантации 60 кэВ

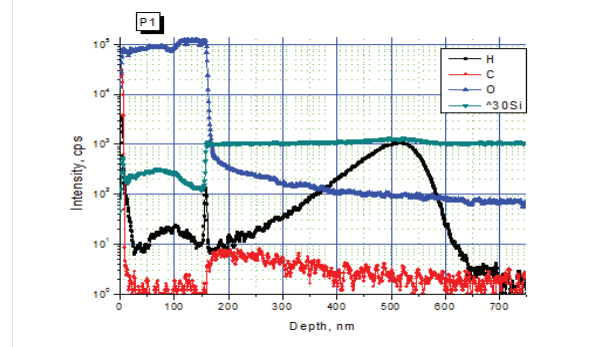


Рис. 3. Профиль интенсивности основных элементов и примесей в структуре $\text{SiO}_2\text{-Si}$, имплантированной водородом

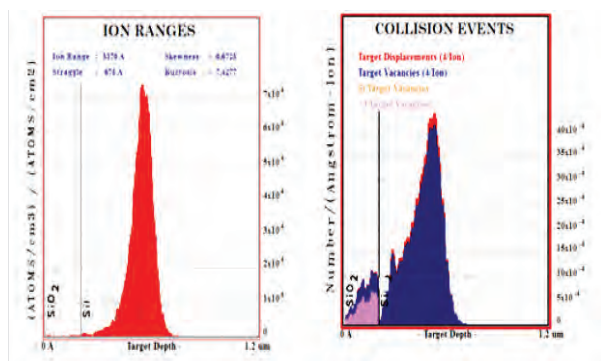


Рис. 4. Профили распределения водорода (слева) и вакансией (справа) в структуре $\text{SiO}_2\text{-Si}$, имплантированной водородом с энергией 60 кэВ, рассчитанные программой TRIM

Сопоставляя данные рисунков 3 и 4 можно отметить, что поведение водорода в SiO_2 не соответствует рассчитанному с помощью программы TRIM и не коррелирует с распределением вакансий, показанном на рисунке 4. Скопление водорода на границах слоя диоксида кремния свидетельствует о пассивации поверхностных состояний, что коррелирует с результатами, приведенными в [5]. Данный факт необходимо учитывать при моделировании. Модель, используемую в программе TRIM, можно дополнить на основе представлений о генерации упругих волн при имплантации [1-4].

В работе рассмотрены статистические характеристики распределения ионов водорода в кремнии в режимах, применяемых при формировании структур «кремний на изоляторе» методом водородного переноса. Получен профиль распределения вакансий при имплантации ионов водорода различных энергий. Рассчитаны статистические моменты распределений ионов водорода и вакансий при имплантации с различными энергиями. При оценке поведения водорода в SiO_2 необходимо учитывать упругие волны, возникающие при имплантации, а также механизмы «допорогового» дефектообразования.

Литература

1. Павлов П.В., Семин Ю.А., Скупов В.Д., Тетельбаум Д.И.// ФТП. 1986. Т20. №3. С.503-507.
2. Скупов В.Д., Тетельбаум Д.И. ФТП, 1987, т.21, вып.8, с.1495-1496
3. Семин Ю.А., Скупов В.Д., Тетельбаум Д.И. Письма в ЖТФ. 1988, т.14, вып.3, с.273-276.
4. В.М. Воротынцев, В.А. Перовошиков, В.Д. Скупов. Базовые процессы микро- и нанозлектроники – Н.Новгород, 2006. – 358 с.
5. Антонова И.В., Стано Й., Николаев Д.В., Наумова О.В., Попов В.П., Скуратов В.А.//ФТП, 2002, т.36, в.1, с.65-69.

Доменная структура и переключение поляризации в тонких пленках LiNbO_3 , полученных методом магнетронного напыления

Д.О. Аликин^{1*}, А.П. Турыгин¹, А.С. Абрамов¹, А.В. Костюченко², В.А. Дыбов², М.П. Сумец³, В.Я. Шур¹

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

² Воронежский Государственный Технический Университет, Московский пр. 14, Воронеж, 394026.

³ Воронежский Государственный Университет, Университетская пл. 1, Воронеж, 394000.

* denis.alikin@urfu.ru

Сегнетоэлектрическая доменная структура и локальное переключение поляризации были изучены в тонких пленках ниобата лития LiNbO_3 , нанесенных методом радиочастотного магнетронного распыления на подложки Si (001) в газовых средах Ag и $\text{Ag}(60\%)+\text{O}_2(40\%)$. Показано, что пленки, синтезированные в Ag обладают выраженной текстурой с направлением $\langle 0001 \rangle$, однако пьезоэлектрический отклик и сегнетоэлектрические домены не были обнаружены, в то время как пленки, синтезированные в $\text{Ag}(60\%)+\text{O}_2(40\%)$, обладали доменной структурой с направлением вектора поляризации, задаваемой случайной ориентацией зерен. После высокотемпературного отжига синтезированные в Ag пленки сохраняли выраженную текстуру и доменную структуру с существенной униполярностью.

Введение

Ниобат лития LiNbO_3 (LN) активно используется в устройствах электроники и фотоники, благодаря отличным акустическим, электрооптическим, пироэлектрическим и сегнетоэлектрическим свойствам [1]. Особый интерес представляют тонкие сегнетоэлектрические пленки и гетероструктуры на их основе, как с точки зрения изучения их физических свойств, так и для практического применения в различных устройствах, таких как радиочастотные фильтры и резонаторы, генераторы поверхностных акустических волн и т.п. [2, 3].

Методика эксперимента

В данной работе исследовалась кристаллическая и доменная структура тонких пленок LN толщиной 300 нм, полученных методом высокочастотного магнетронного распыления (ВЧМР). Мишень из монокристаллов ниобата лития расплавалась в средах Ag и $\text{Ag}(60\%)+\text{O}_2(40\%)$ ($P=0,15$ Па). В качестве подложек использовались пластины монокристаллического кремния n-типа с ориентацией (001). Подложки располагались на расстоянии 5 см над зоной эрозии и нагревались до 550°C . Доменная структура визуализировалась с помощью сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО). Измерения проводились с помощью ска-

нирующего зондового микроскопа (СЗМ) Asylum MFP-3D (Asylum Research) при контролируемой влажности от 0 до 80%. Для формирования домена к проводящему зонду СЗМ прикладывались прямоугольные импульсы амплитудой от 10 до 90 В и длительностью от 10 мс до 10 с.

Результаты

Показано, что тонкие пленки, выращенные в атмосфере чистого аргона, имеют текстуру $\langle 0001 \rangle$ и содержат вторичную фазу LiNb_3O_8 . Макроскопические исследования проводимости показали наличие значительных токов утечки, а измерения при помощи СМПО не выявили наличия пьезоотклика (Рис. 1a,b). Подобное поведение связано с присутствием вторичной фазы и высокой концентрацией кислородных вакансий. Использование газовой среды 60% Ag+40% O_2 (LN-Ag/ O_2) приводило к формированию однофазных пленок LN с более низкой проводимостью и пьезоэлектрическим откликом, сравнимым с откликом в монокристаллах LN (Рис. 1e,f). СМПО измерения в этих пленках показали наличие сегнетоэлектрической доменной структуры со случайным распределением направления вектора поляризации, которое могло быть изменено приложением постоянного напряжения к зонду СЗМ (локальным переключением поляризации).

Для уменьшения токов утечки плёнки отжигались на воздухе при 750°C в течение 2 ч. Было показано, что в пленках LN-Ag отжиг приводил к частичной рекристаллизации, сопровождавшейся уменьшением шероховатости поверхности (Рис. 1c,d). После отжига все зерна в пленке оказывались поляризованы в одном направлении, что связано с наличием текстуры и, вероятно, влиянием градиента температуры [4]. В этих плёнках была продемонстрирована возможность локального переключения поляризации. Отжиг пленок LN-Ar/O₂ не приводил к заметному изменению топографии и доменной структуры (Рис. 1 g,h).

Продемонстрированная возможность получения структурированных пленок с переключаемой доменной структурой представляет значительный интерес для разработки устройств на основе гетероструктур с пленками LN.

Благодарности

При проведении исследований использовалось оборудование Уральского центра коллективного пользования «Современные нанотехнологии» Уральского Федерального университета. Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 18-32-00959).

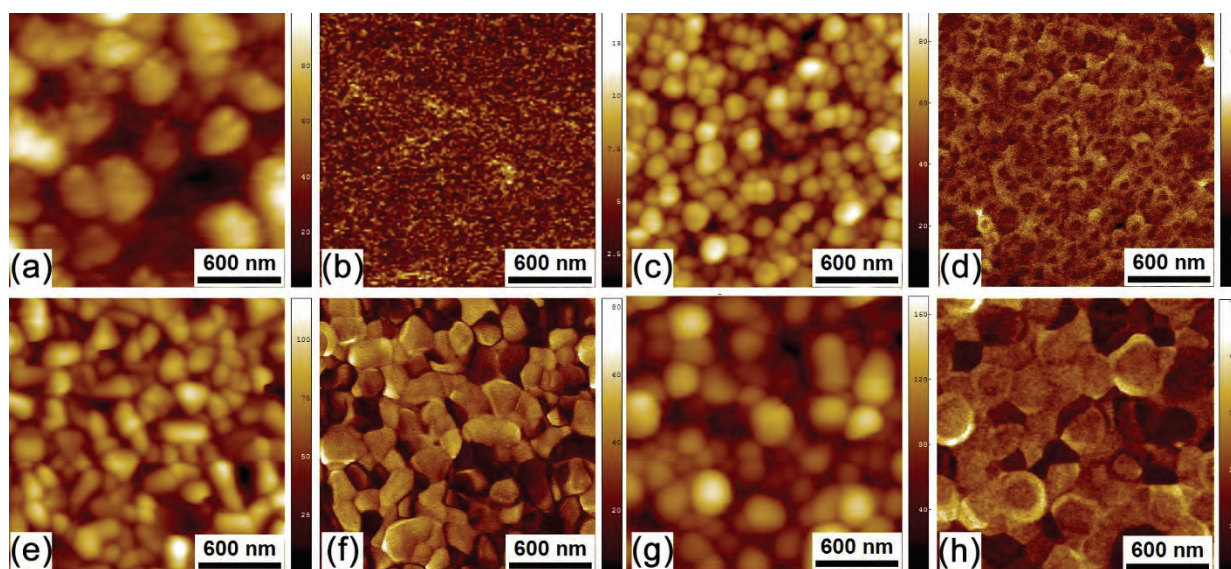


Рис. 1 (a,c,e,g) Топография и (b,f,d,h) доменная структура в пленках LN. (a,b) LN-Ag, (c,d) LN-Ag после отжига, (e,f) LN-Ar/O₂ и (g,h) LN-Ar/O₂ после отжига

Литература

1. V.Ya. Shur // Nano- and microdomain engineering of lithium niobate and lithium tantalate for piezoelectric applications. In *Advanced Piezoelectric Materials*, 2nd ed.; Uchino, K. (Woodhead Publishing: UK), 235–270 (2017).
2. A. Bartasyte, S. Margueron, T. Baron et al. // *Adv. Mater. Int.* V. 4, 1600998 (2017).
3. M. Sumets // *Lithium Niobate-Based Heterostructures* (IOP Publishing: Bristol, UK), 2018.
4. A. L. Kholkin, K. G. Brooks, D. V. Taylor et al. // *Integr. Ferroelectrics* V. 22, 525–533 (1998).

Начальные стадии окисления серебра: оксидные и карбонатные структуры

Б.В. Андрюшечкин

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

andrush@kapella.gpi.ru

Важность проблемы взаимодействия молекулярного кислорода с поверхностью серебра связана с установлением механизма реакции эпексидирования алкенов, идущей в присутствии серебряного катализатора. В данной работе представлены результаты исследований атомных структур, формируемых на поверхностях Ag(111) при взаимодействии с молекулярным кислородом в диапазоне температур 300-490 К, выполненных с использованием низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии.

Введение

Изучение адсорбции молекулярного кислорода на монокристаллические грани серебра в условиях сверхвысокого вакуума имеет длительную историю, начиная с 70-х годов прошлого века [1,2].

В данной работе представлены результаты исследования адсорбции кислорода на грань Ag(111) при различных температурах подложки. Основными методами исследования являлись низкотемпературная сканирующая туннельная микроскопия, электронная оже-спектроскопия в сочетании с моделированием атомной структуры поверхности в рамках теории функционала плотности (ТФП) с использованием программного пакета VASP [4-5].

Адсорбция O₂ на поверхность Ag(111) при температурах реакции окисления этилена (410-490 К)

Разупорядоченная фаза. Было установлено, что адсорбция молекулярного кислорода на поверхность Ag(111) приводит к формированию массива объектов, визуализирующихся в СТМ как черные точки. По мере повышения степени покрытия концентрация темных точек растет, достигая концентрации 0.1 МС (монослой) при насыщении. При определенном состоянии иглы на СТМ-изображениях точки визуализируются как трилист-

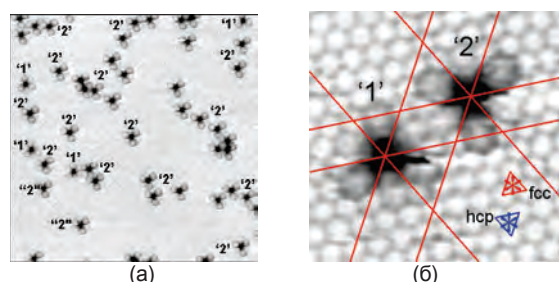


Рис. 1. Адсорбция кислорода на поверхность Ag(111), 430 К (атомное разрешение)

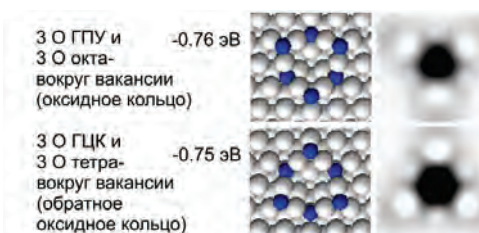


Рис. 2. Результаты ТФП-моделирования «трилистников», наблюдаемых на окисленной поверхности Ag(111). Показаны две оптимальные структуры и их теоретические СТМ изображения

ники (см. Рис.1а). Наличие атомного разрешения позволило поставить под сомнение интерпретацию черных точек как отдельных атомов кислорода, хемосорбированных на поверхности Ag(111) [5-6]. Для идентификации полученных объектов использовались квантово-химические расчеты методом функционала плотности. Было установлено, что наиболее выгодные конфигурации содержат шесть атомов кислорода вокруг вакансии в верхнем слое Ag(111) (Рис.2). Наиболее выгодная конфигурация (модель ГПУ-окта) содержит вакансию в слое серебра, а также три атома кислорода в ГПУ положениях и три атома кислорода в приповерхностной окта позиции. Полное покрытие атомами кислорода, таким образом, оказывается в 6 раз больше, чем в предыдущих моделях, и составляет в насыщении 0.6 МС.

Фаза (4×4). Дальнейшее увеличение степени покрытия кислородом приводит к реконструкции поверхности типа (4×4) [7]. Для расшифровки струк-

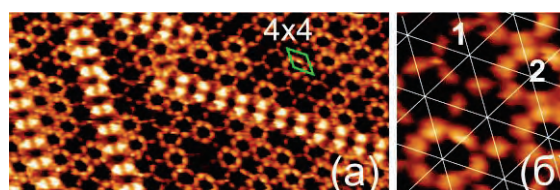


Рис. 3. (а) СТМ изображение поверхности Ag(111)-p(4x4)-O, полученное после функционализации иглы атомами хлора. (б) Фрагмент кадра из (а), на котором показаны большие «1» и малые «2» кольца

туры фазы (4×4) была проведена функционализация иглы атомами хлора, в результате которой резко возросло разрешение. На Рис.3 представлены СТМ-изображения, которые позволяют говорить о процессе формирования структуры (4×4). Видно, что фаза (4×4) не является однородной: она состоит из колец разной структуры. Существуют большие незаполненные кольца («1»), сформированные характерными лепестками, а также малые кольца («2») (см. модели на Рис.4).

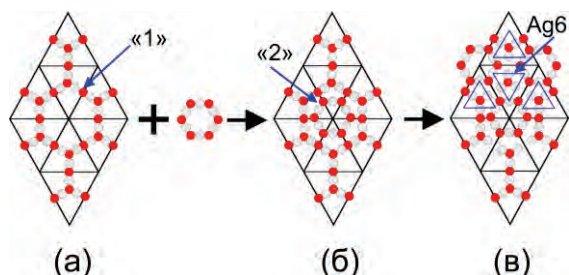


Рис. 4. (а) Структурная модель колец фазы (4×4), формирующихся на начальной стадии роста; (б) внедрение дополнительного оксидного кольца в центр большого кольца; (в) формирование структуры, содержащей треугольники Ag_6

Адсорбция O_2 на поверхность $Ag(111)$ при температуре 300 К

На Рис.5а показаны СТМ-изображения окисленной поверхности $Ag(111)$, полученные после адсорбции молекулярного кислорода ($p=5 \times 10^{-2}$ Торр × 200 мин.) при температуре 300 К. Видно, что структура состоит из отдельных неупорядоченных светлых объектов, разделенных расстоянием 6-8 Å. СТМ-изображение, показанное на Рис. 5б, соответствует поверхности из Рис. 5а, нагретой до температуры 430 К. Видно, что система претерпела некоторые изменения: она стала более рыхлой, кроме того появилась линейная упорядоченная структура. Следует отметить, что измененная структура состоит приблизительно таких же объектов, как и до прогрева. Нагрев до более высокой температуры приводит к последовательному появлению двух упорядоченных структур: линейной ($8 \times 2\sqrt{3}$) и гексагональной (3×3) (см. Рис.5в,г). Структура (3×3) является самой стабильной и не исчезает при прогреве до 523 К.

В нашей работе методом электронной спектроскопии были получены дополнительные данные, позволяющие отнести наблюдаемые в СТМ структуры к поверхностным карбонатам. В частности, в оже-спектрах была обнаружена линия 265 эВ, соответствующая переходу KLL углерода в карбонатной фазе серебра. Данное утверждение

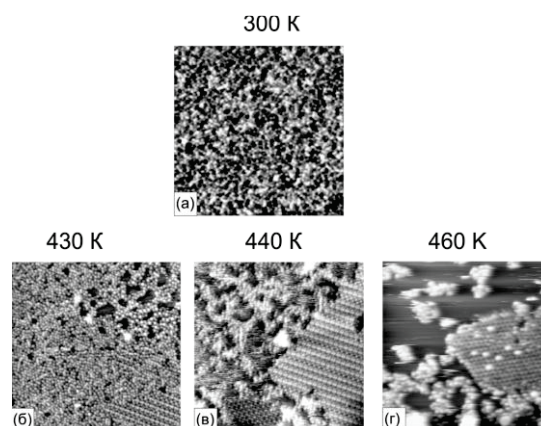


Рис. 5. (а) СТМ изображение ($300 \times 300 \text{ \AA}^2$), полученное после адсорбции O_2 на поверхность $Ag(111)$ при температуре 300 К. (б-г) СТМ изображения ($300 \times 300 \text{ \AA}^2$) системы из (а) после последовательного нагрева до 430К, 440 К, 460 К

подтверждается данными, полученными для карбоната лития, в котором положение углеродной линии оказалось равным 263 эВ, а не 272 эВ [8].

Таким образом, нами установлено, что при адсорбции молекулярного кислорода на поверхность $Ag(111)$ при комнатной температуре и давлении $\approx 10^{-2}$ -1 Торр происходит преимущественный рост плохо упорядоченной фазы карбоната серебра. Нагрев карбонатной фазы приводит к упорядочению и структурным фазовым переходам. Высокотемпературная карбонатная фаза (3×3) десорбируется с поверхности только после нагрева до 573 К, т.е. является стабильной при температурах значительно превышающих 150°C (423 К). Формирование монослоя адсорбированного кислорода при таких условиях адсорбции не происходит.

Литература

1. G. Rovida, F. Pratesi, M. Maglietta, E. Ferroni, Surf. Sci. V.43, 230 (1974).
2. A. Michaelides, K. Reuter, M. Scheffler, J. Vac. Sci. Technol. A V.23, 1487 (2005).
3. G. Kresse and J. Hafner, Phys. Rev. B. V. 47, 558 (1993).
4. G. Kresse and J. Furthmüller, Phys. Rev. B. V. 54, 11169 (1996).
5. C.I. Carlisle, T. Fujimoto, W.S. Sim et al. // Surf. Sci. V. 470, 15 (2000).
6. B. V. Andryushechkin, V. M. Shevlyuga, T. V. Pavlova et al. // Phys. Rev. Lett. V. 117, 056101 (2016).
7. J. Schnadt, A. Michaelides, J. Knudsen et al. // Phys. Rev. Lett. V. 96, 146101 (2006).
8. A. Christie, Appl. Surf. Sci. V. 10, 571 (1982).

Измерения контактной жесткости в атомно-силовом микроскопе

А.В. Анкудинов^{1,*}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021

*alexander.ankudinov@ioffe.mail.ru

Работа посвящена повышению точности наномеханических экспериментов с помощью атомно-силового микроскопа. Рассмотрена аналитическая модель статического взаимодействия кантилевера в контакте с образцом, учитывающая: заземлен зонд кантилевера или скользит по поверхности образца, геометрические и механические характеристики образца и кантилевера, их взаимное расположение. Полученные в рамках модели теоретические результаты использованы для анализа измерений тестовых образцов, проведенных на атомно-силовом микроскопе со схемой оптического рычага (самая популярная схема), оснащенном режимом визуализации на базе поточечной регистрации силового квазистатического взаимодействия зонда кантилевера с образцом.

В атомно-силовой микроскопии (АСМ) принято измерять зависимости силы взаимодействия с образцом от значения вертикальной координаты последнего, силовые кривые. С помощью силовых кривых изучаются, например, локальные механические свойства образца в новых АСМ режимах: гибридный режим (NT-MDT SI), PeakForce QNM (Bruker), fast force volume mapping (Asylum Research). Существенный инструментальный вклад в результат измерения силовой кривой может вносить трение в контакте АСМ зонд-образец. Зонд кантилевера скользит по поверхности, когда со стороны образца действует только нормальная сила. Из-за такой силы консоль кантилевера изгибается, угол изгиба вдоль нее растет монотонно [1]. Если же зонд заземлен на образце из-за значительной силы трения, действующей вдоль поверхности, то консоль может прогнуться (угол прогиба изменяется не монотонно) [1, 2]. В большинстве АСМ приборов деформации кантилевера регистрируют методом оптического рычага (ОР). Профиль угла отклонения консоли не контролируется, определяется только его значение в одной точке на консоли, в фокусе лазера ОР. Поэтому система управления АСМ не способна отличить изгиб от прогиба [3,4], что приводит к ошибочным измерениям амплитуды и направления силы взаимодействия. В принципе, в схеме ОР измеряются два параметра (углы изгиба и скручивания консоли в выбранной точке), но вектора смещения точки контакта или сосредоточенной силы имеют три проекции. Лишь недавно появилась коммерчески доступная схема контроля деформаций кантилевера [5], сочетающая ОР с интерферометром, позволяющая измерять отсутствующий третий параметр – вертикальное смещение выбранной на консоли точки. В АСМ жесткость

контакта зонд-образец принято рассчитывать по наклонам силовых кривых S , в точке интереса на образце, и S_0 , на условно бесконечно жестком и плоском образце, и изгибной жесткости консоли k_C :

$$k_A = k_C S(S_0 - S) \quad (1)$$

Выражение (1) отвечает модели взаимодействия с образцом в виде двух последовательно соединенных пружин. Такая простая модель не учитывает: заземлен или скользит зонд по образцу, деформации самого зонда, локального наклона образца, анизотропии его механических свойств, особенностей устройства и расположения кантилевера над образцом. В итоге, определяется не нормальная локальная жесткость контакта зонд-образец k_S , а кажущаяся жесткость k_A , а модель двух пружин становится источником недостоверных данных наномеханических АСМ экспериментов.

Ранее [6] для повышения точности АСМ-измерений k_S была предложена более сложная, аналитическая модель статического взаимодействия кантилевера в контакте с образцом, которая учитывает перечисленные выше факторы. В атомно-силовом микроскопе со схемой оптического рычага были измерены углы изгиба и кручения консоли кантилевера в ответ на смещения в трех ортогональных направлениях тестового образца, контактирующего с зондом. Эти измерения хорошо согласовывались с моделированием. Для определения жесткости контакта зонд-образец в случае скользящего контакта на горизонтальном и плоском образце было получено выражение, отличающееся от (1) корректирующим фактором.

В этой работе предложенная модель применена для теоретического обоснования способа идентифика-

ции скольжения АСМ зонда по образцу при изменении силовых кривых, см. [7, 8]. Кроме того, в рамках модели разработан фильтр для корректировки значений k_A , измеряемых на образце с развитым рельефом, в предположении скользящего контакта. С помощью фильтра можно уточнять значения локальной деформации и использовать их для последующей корректировки высоты рельефа.

Расчеты выполнялись с использованием системы компьютерной алгебры Mathcad. Результаты иллюстрируются примерами обработки данных, полученных в АСМ BioScope Catalyst (Bruker) с режимом PeakForce QNM, который позволяет поточечное индентирование образца, и, за счет регистрации и автоматической обработки силовых кривых, кроме визуализации рельефа поверхности, одновременное измерение, например, карт кажущейся локальной деформации и жесткости.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 19–13–00151.

Литература

1. Sarid D., *Exploring Scanning Probe Microscopy with MATHEMATICA. Second edition.* Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 310 p. (2007).
2. Анкудинов А.В., Халисов М.М., Пеннийнен В.А., Подзорова С.А., Тимошук К.И., Крылов Б.В., *Письма в ЖТФ* **44**, 15, 38–45 (2018).
3. Fujisawa S., Ohta M., Konishi T., Sugawara Ya., Morita S., *Rev. Sci. Instr.*, **65**, 3, 644–647 (1994).
4. Kawakatsu H., Bleuler H., Saito T., Hiroshi K., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, 3400 (1995).
5. Asylum Research Quantifies the “Last Axis” in Atomic Force Microscopy. 09 February 2018. <https://www.oxford-instruments.com>
6. Ankudinov A.V., *Наносистемы: физика, химия, математика*, **10**, 6, 642–653 (2019)
7. Тимошук К.И., Халисов М.М., Пеннийнен В.А., Крылов Б.В., Анкудинов А.В., *Письма в ЖТФ* **45**, 18, 44–47 (2019).
8. Тимошук К.И., *Методики исследования мягких объектов в атомно-силовой микроскопии. Автореферат диссертации к.ф.-м.н.* Санкт-Петербург (2019).

От первых СТМ к нанотехнологическим системам комплексного анализа поверхности – 30-летний опыт разработок и развития

В.А. Быков^{1,2,3,4}, В.В. Поляков¹, Ан.В. Быков², В.В. Котов², С.И. Леесмент¹, Ю.А. Бобров¹

¹Группа компаний NT-MDT Spectrum Instruments, Москва, Зеленоград, проезд №4922, дом 4, строение 3, 124460

²ООО «НТ-МДТ», Москва, Зеленоград, проезд №4922, дом 4, строение 3, 124460.

³Кафедра микроэлектроники ФКЭ МФТИ, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6.124460.

⁴Нанотехнологическое общество России, г. Москва, г. Зеленоград, корп.1504, н. п. II, 1246832.

*vbykov@ntmdt-si.ru www.ntmdt-si.ru

Тридцатилетняя история развития НТ-МДТ практически совпадает с историей развития сканирующей зондовой микроскопии в Мире. В докладе приведены основные стадии развития, отмечаются ключевые точки и перспективы как для научных, так и практических приложениях методов.

Введение

В Советском Союзе в министерстве электронной промышленности в начале 70-х годов родилась программа «Молекулярная электроника». Это была мощная программа, направленная на создание приборов и технологий микроэлектроники, единичными функциональными элементами которой должны были стать сложные молекулы. В качестве базовой технологии рассматривалась технология молекулярного наплавления пленок - технология Ленгмюра-Блоджетт. Рассматривались и варианты технологии молекулярной самосборки.

К концу 80-годов, когда были разработаны и мономолекулярные проводящие слои, и резисты на основе ЛБ-пленок, и лиотропные жидкокристаллические системы. Изучались варианты создания сложных систем на основе техники послойного формирования структур, называемой в то время ЛБ-технологией. Но структур с ожидаемыми свойствами, даже электретов, получать никому не удавалось и стало ясно, что без новых методов анализа, методов атомарного разрешения дальнейшее развитие этой техники как минимум, бесперспективно. К тому времени были развиты спектральные методы, методы рентгеновского анализа, методы электронной микроскопии. Но этого было явно недостаточно. В начале 80-х годов в Швейцарском отделении компании IBM были изобретены сканирующие зондовые микроскопы в начале туннельные, а потом и атомно-силовые, была продемонстрирована

возможность манипулировать отдельными атомами, предложены методы исследования электрических магнитных свойств, предложены методы бесконтактного, полуконтактного анализа (т.н. теплинг мода), позволяющие изучать «мягкие» пленочные структуры, биологические материалы, даже живые клетки.

У нас в СССР также были отдельные группы (лаборатория Панова В.И. на физфаке МГУ, лаборатория Хайкина М.С. в Черноголовке, Эдельмана В.С. в ИФП АН СССР, Неволлина В.К в МИЭТе, Голубка А.О. в Институте аналитического приборостроения), в которых были сделаны разработки туннельных микроскопов, но это были разработки отдельных приборов.

Задачи создания приборов для широкого круга пользователей — вот та задача, за которую взялась группа ученых, работавших в направлении – «Молекулярная электроника».

Становление и развитие НТ-МДТ

Первыми приборами Компании были туннельные микроскопы. Они были разработаны в 1990 году (рис.1(а)). Механика приборов разрабатывалась исследовательской группой физического факультета МГУ, а процессор и программное обеспечение, также, как и прибор в целом – научной группой Корпорации МДТ. Прибор STM-10-90-MDT (рис.1 (а) и (б)), обеспечивал атомарное разрешение на

НОРГ, но имел ряд существенных недостатков – малое поле сканирования, ручной подвод образца вплоть до диапазона перемещения пьезокерамической биморфной пластины (порядка 50 мкм) с последующим подводом образца в диапазон триподного сканера и ручной «отвод», что не позволяло вернуться на прежнее место сканирования, но такие функции, как «литография» у него уже были. В

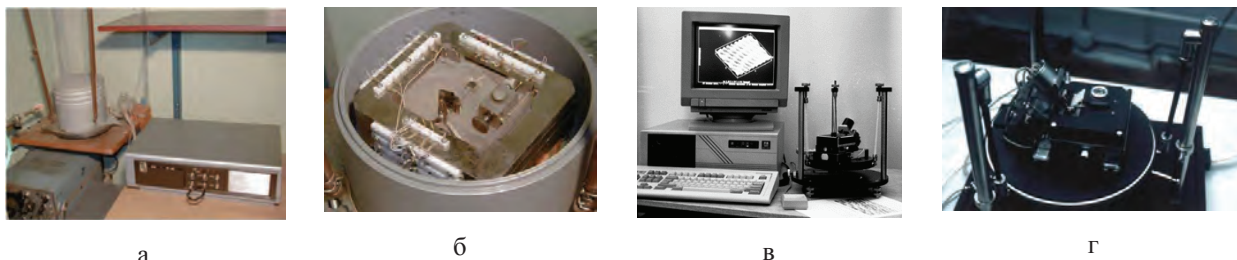


Рис.1. Туннельные микроскопы Корпорации МДТ – (а), (б) – STM-10-90-MDT, (в), (г) – STM-10-MDT

С использованием STM-10-90-MDT были выполнены первые исследовательские работы [1,2], результаты которых были представлены на конференции 1991 года «10 лет СТМ» в г. Интерлакен (Швейцария).

Следующая модель разрабатывалась вместе с группой А.О. Голубка (STM-10-МДТ, рис.1 в и г), в которой использовался трубчатый 3-х координатный сканер. Подвод и отвод образца осуществлялся инерциальным пьезокерамическим двигателем, что

качестве сканера использовался пьезокерамический «трипод» на основе отечественной пьезокерамики ЦТС-19. Процессор прибора был также выполнен на отечественной элементной базе, где аналого-цифровой и цифроаналоговые преобразователи были выполнены на цифровых и аналоговых микросхемах и занимали отдельные платы (в СССР микросхем АЦП и ЦАП не производилось).

было уже существенно удобнее, но точность возврата на старое место сканирования была меньше диапазона сканера. Тем не менее эти приборы уже были востребованы.

Первым заказчиком туннельных микроскопов этого типа был университет биоэлектроники (Генуя, Италия) и компания ASSE-Z (Падуя, Италия). Прибор демонстрировался на ряде Российских выставках и на выставке STM-93 в Пекине.

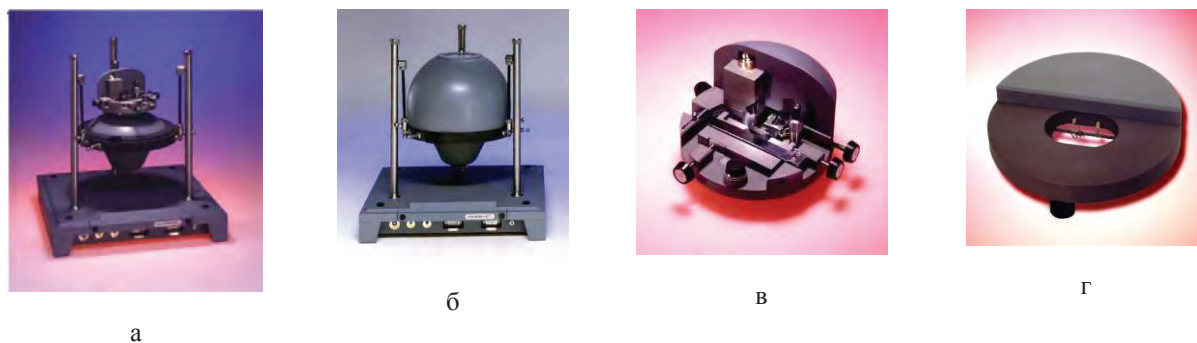


Рис. 2. Первый СЗМ компании Нанотехнология МДТ СОЛВЕР-Р4 – (а), (б), (в) – «головка» АСМ, (г) – «головка» СТМ

Первый сканирующий зондовый микроскоп с возможностями как атомно-силового, так и туннельного микроскопов был разработан в 1994 году (рис.2). Как атомно-силовой микроскоп он работал только в контактной моде, но позволял получать атомарное разрешение в режимах туннельной микроскопии, работал в латеральной и контактной модах АСМ, обеспечивал возможность визуализировать атомарные решетки как на НОРГ, так и на слюде и слоистых полупроводниках типа MoTe. В 1994 году мы начали разработки кремниевых кантилеверов в 1995 уже имели первые образцы.

В 1997 году были разработаны первые мультимодовые микроскопы СОЛВЕР-Р47 (сканирование образцом, рас.3а) и СОЛВЕР-Р47Н (рис.3б)– сканирование кантилевером (рис.3). Эти приборы успешно работали во всех известных к тому времени режимах, включая полуконтактный (теппинг – мода), в бесконтактных режимах, включая магнитно-силовой. Создание приборов, работающих в теппинг моде, в которой степень воздействия на образец в сотни раз меньше, чем в контактной моде, позволило понять сущность и ограничение ЛБ-технологии.

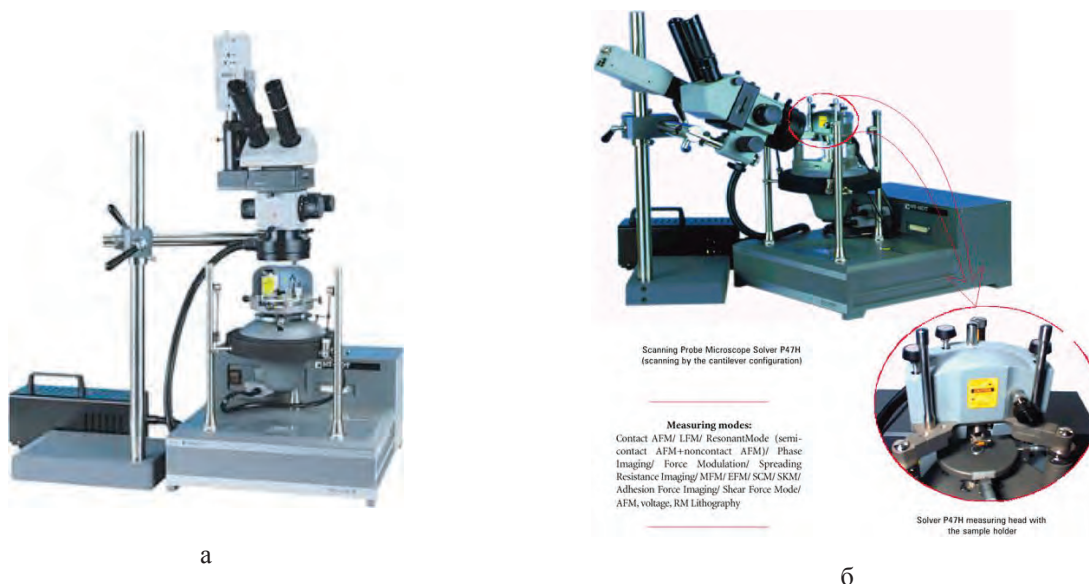


Рис. 3. Первые мультимодовые СЗМ компании Нанотехнология МДТ СОЛВЕР-P47 – (а) и СОЛВЕР-P47Н

К 1998-1999 годам были созданы сканирующие зондовые микроскопы, позволяющие изучать и

пластины диаметром до 100 мм СОЛВЕР-LS (Рис.4)



Рис. 4. Первые СЗМ компании НТ-МДТ для исследования «больших» пластин СОЛВЕР-LS

Все эти приборы успешно работали, были поставлены в десятки институтов в различных странах мира (более 30 стран), но это были приборы, относящиеся к классу приборов-индикаторов – их сканеры не были оснащены датчиками перемещения. Нелинейность сканеров компенсировалась программной коррекцией, обеспечивающей точность не более 1%, позиционирование на требуемое место сканирование требовало нескольких перестроек. В 2003-2006 годах НТ-МДТ со 2-м местом вошло в 10 малых

компаний-победителей и получила крупный грант министерства промышленности и науки, позволивший сделать крупный рынок в разработках и создать мощную линию приборов (рис.5). Взаимодействие с фондом Бортника позволило разработать первые приборы для образовательного сектора – наноэдукаторы, дальнейшая разработка которых позволило создать настоящие метрологические приборы для обучения студентов и школьников.



Рис. 5. Нанотехнологические комплексы, метрологические сканирующие зондовые микроскопы, наноэдьюкаторы, аксессуары

Новые СЗМ (рис.6), также, как и комбайны со спектрометрами имели прецизионные сканеры с низкошумящими емкостными датчиками, что позволило существенно улучшить их свойства, а в процессе дальнейшего совершенствования 2015-2019 годов разработать и новые режимы сканирования, внедрить системы искусственного интеллекта в алгоритмы сканирования интеллектуально-программный модуль SCANTRONICS™ (3), что принципиально изменило свойства приборов.

Заключение

За 30 лет из небольшой группы ученых компания превратилась в мощную группу - в настоящее время это группа компаний «НТ-МДТ Спектрум Инструментс», которая уверена завоевала как российский, так и мировой рынок сканирующей зондовой микроскопии и спектроскопии - в мире сего-

дня более, чем в 60 странах работают около 5000 Российских приборов.

Развитие микро и нанoeлектроники рождает все более мощную элементную базу, позволяющую реализовать целый ряд режимов работы, решать задачи снижения требований к пользователю разработкой методов на базе алгоритмов искусственного интеллекта (, что позволяет быстро и эффективно работать на приборах с высоким качеством результатов. Это позволяет быстро осваивать методы сложного анализа инженерам, технологам и даже школьникам. Возможно создание приборов не только для ученых, но и для практических аналитиков в медицине - быстро и надежно диагностировать сложные заболевания анализируя реакцию отдельных живых клеток на лекарственные препараты.



Рис. 6. Приборы разработок НТ-МДТ Спектрум Инструментс 2015-2020 годов

Это и есть итог нашей 30-летней работы, которая, как мы надеемся никогда не остановится во все новых и новых разработках.

Литература

1. Hameroff S.R., Lazarev P.I., Protasenko V.V., Samsonov N.S., Troitsky V.I.// Book of Abstracts, International Conference on Scanning Tunneling Microscopy, 12-16 August, 1991, Interlaken Switzerland, p.31.
2. Bykov V.A., Ryabokon V.N., Emelyanov A.V. at al.// Book of Abstracts, International Conference on Scanning Tunneling Microscopy, 12-16 August, 1991, Interlaken Switzerland, p.167.
3. <https://www.ntmdt-si.ru/products/features/intelligent-scant-software>

Исследование сегнетоэлектрических доменных стенок в монокристаллах бета-глицина

С.Г. Васильев^{1, 2*}, Д.С. Васильева^{1, 2}, П.С. Зеленовский^{1, 3}, В.В. Южаков¹, А.С. Нураева¹, А.Л. Холкин^{1, 4}, В.Я. Шур¹

1 Школа Наук, Институт Естественных наук и Математики, Уральский Федеральный Университет, ул. Ленан, 51, Екатеринбург, 620000.

2 Department of Chemical Sciences, Bernal institute, University of Limerick, Limerick, Ireland, V94 T9PX.

3 Chemistry Department & CICECO – Aveiro Institute of Materials, University of Aveiro, Aveiro, Portugal, 3810-193.

4 Physics Department & CICECO – Aveiro Institute of Materials, University of Aveiro, Aveiro, Portugal, 3810-193.

*semen.vasilev@urfu.ru

Были обнаружены три типа исходной доменной структуры в кристаллах бета-глицина и предложено объяснение механизма их формирования. Вдоль заряженных стенок в топографии обнаружены субнанометровые ямки. Формирование этих углублений связано с избирательным травлением в парах воды. Представлено детальное исследование заряженных доменных стенок «хвост-к-хвосту» и «голова-к-голове» методами силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика и конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния света.

Введение

Кристаллические структуры на основе жизненно важных биологических молекул (аминокислот, пептидов, ДНК) обладают нелинейно-оптическими, пьезоэлектрическими и сегнетоэлектрическими свойствами, сопоставимыми с неорганическими материалами [1-4]. Недавние исследования монокристаллов простейшей аминокислоты глицина ($\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH}$) показали, что среди трех полиморфных фаз α , β и γ , формирующихся при нормальных условиях [5], только β -фаза обладает и пьезоэлектрическими, и сегнетоэлектрическими свойствами [1]. Метастабильная β -фаза может необратимо превращаться в γ - или α -фазы в присутствии паров воды [7]. β -глицин обладает сегнетоэлектрическими свойствами, наблюдаемыми при комнатной температуре [6], и высоким сдвиговым пьезоэлектрическим коэффициентом [7]. Это позволяет рассматривать глицин как перспективный материал (особенно в качестве модельного объекта) для использования в биосовместимых энергонезависимых запоминающих устройствах, оптических переключателях, нелинейных оптических и пьезоэлектрических устройствах.

Образцы и оборудование

Монокристаллы глицина с лежащей в плоскости подложки полярной осью были выращены из капли водного раствора, помещенной на подложку Pt/SiO/Si и высушенной на воздухе с контролируе-

мой влажностью. Было проведено детальное экспериментальное исследование нейтральных и заряженных сегнетоэлектрических доменных стенок в микрокристаллах β -глицина с помощью атомно-силовой микроскопии и силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика на микроскопах Ntegra Aura (NT-MDT, Russia) и Asylum MFP 3D SA (Asylum Research, USA). Также было изучено локальное переключение поляризации на неполярном срезе путем приложения напряжения к проводящему зонду.

Результаты

Были обнаружены три типа исходной доменной структуры: (1) полосовые домены с плоскими заряженными доменными стенками, (2) квазипериодические ансамбли игольчатых доменов субмикронной ширины и (3) домены большой площади с доменными стенками неправильной формы. Формирование исходных доменных структур с плоскими заряженными доменными стенками и плавным изменением ориентации вблизи краев кристалла можно отнести за счет слоев роста, расположенных перпендикулярно полярной оси и представляющих собой периодическое изменение концентрации примесей или отклонений от стехиометрического состава [8, 9]. Локальное направление поляризации определяется знаком градиента концентрации примесей, поэтому доменные стенки локализованы в местах смены знака градиента. Формирование двух других типов исходной доменной структуры можно

отнести за счет переключения поляризации в полевых доменах под действием пироэлектрического поля $E_{\text{пир}}$, возникающего при изменении температуры кристалла [9].

Вдоль заряженных стенок в топографии обнаружены ямки глубиной 0,2-1 нм и шириной около 150 нм. Формирование этих углублений связано с избирательным травлением в парах воды, окружающих выращенный кристалл при высыхании раствора. Образование ямок существенно меньшей глубины, обнаруженных на нейтральных доменных стенках, обусловлено деформацией кристалла вблизи доменных стенок.

В этой работе также представлено детальное исследование заряженных доменных стенок «хвост-к-хвосту» и «голова-к-голове» методами силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика и конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния света.

Благодарности

Исследование проводилось с использованием оборудования Уральского центра коллективного пользования «Современные нанотехнологии» Уральского Федерального Университета при финансовой поддержке Правительства Российской Федерации (Постановление 211, Договор 02.А03.21.0006) и Российского Фонда Фундаментальных Исследова-

ний в соответствии с исследовательским проектом № 18-32-00390.

Литература

1. V.V. Lemanov, S.N. Popov, G.A. Pankova // *Ferroelectrics*, V. 285, 207-216 (2003).
2. V.V. Lemanov // *Phys. Solid State*, V. 54, 1841-1842 (2012).
3. A. Kholkin, N. Amdursky, I. Bdikin *et al.* // *ACS Nano*, V. 4, 610-614 (2010).
4. N. Vijayan, S. Rajasekaran, G. Bhagavannarayana *et al.* // *Cryst. Growth. Des.*, V. 6, 2441-2445 (2006).
5. E.V. Boldyreva, V.A. Drebuschak T.N. Drebuschak *et al.* // *J. Therm. Anal. Calorim.*, V. 73, 419 (2003).
6. A. Heredia, V. Meunier, I.K. Bdikin *et al.* // *Adv. Funct. Mater.*, V. 22, 2996-3003 (2012).
7. S. Guerin, A. Stapleton, D. Chovan *et al.* // *Nature Materials*, V. 17, 180-186 (2018).
8. V.Ya. Shur, E.L. Romyantsev, A. L. Subbotin // *Ferroelectrics*, V. 140, 305 (1993).
9. V.Ya. Shur, E.L. Romyantsev // *Journal of the Korean Physical Society*, V. 32, 727 (1998).

Особенности границ раздела эпитаксиальных слоев рНЕМТ-структур

А.А. Веденев¹, М.Н. Дроздов^{2,*}, Н.Д. Ильюшина¹, А.К. Смирнова¹

¹ АО «НПП «Исток» им Шокина».

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*alexander.vedeneev.80@mail.ru

В работе посредством вторично-ионной масс-спектрометрии и дифракции рентгеновских лучей изучены несовершенства рНЕМТ-структур, связанные с сегрегацией индия из InGaAs и InGaP слоев. Установлено, что сегрегация индия на границе раздела AlGaAs/InGaAs происходит однородно по поверхности слоя InGaAs, но в случае слоев AlGaAs/InGaAs носит локальный характер и происходит в окрестности границ атомных террас слоя InGaP.

Введение

В производстве современных СВЧ транзисторов уже на протяжении нескольких десятков лет широко используются гетероструктуры, выращенные в установках МОС-гидридной эпитаксии, в частности рНЕМТ-структуры на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs квантовой ямы. Для улучшения характеристик СВЧ транзисторов оптимальные составы этих структур регулярно корректируются [1]. Для достижения определяемых конструкцией рНЕМТ-структуры электрофизических параметров требуется получать эпитаксиальные слои высокой степени соответствия расчетным. Также важна резкость границ раздела между слоями с разными элементными составами. Если в настоящее время резкость границы AlGaAs/GaAs не вызывает нареканий, то границы раздела слоев GaAs и AlGaAs с индий содержащими слоями нарушаются в результате сегрегации индия. В этой работе проводится сравнительный анализ механизмов сегрегации индия из эпитаксиальных слоев $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ и $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ в слой $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$. Такие (или схожие) последовательности эпитаксиальных слоев характерны для рНЕМТ-структур. $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ слой соответствует каналу структуры, а $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ является технологическим «стоп-слоем», внедренным в барьерный слой $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$.

Методика эксперимента

Изучаемые рНЕМТ-структуры были выращены на установке МОС-гидридной эпитаксии Aixtron 2400 G3. Рост всех изучаемых слоев осуществлялся при $T = 650$ °C. Измерение элементного состава структур в зависимости от глубины производилось на установке вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) «SIMS TOF 5», оснащен-

ной времяпролетным масс-спектрометром и двумя ионными пушками (Cs и Bi). Рентгеноструктурный анализ осуществлялся на установке Philips X'pert Pro.

В работе изучались пять рНЕМТ-структур (далее «структура 1-5»), изготовленных по одному и тому же алгоритму роста с тем исключением, что в двух структурах не был сформирован $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ стоп-слой. Структуры выращивались на подложках GaAs(001) с углами разориентации поверхности 0.1 и 0.15 градуса относительно кристаллической плоскости (001).

Результаты и обсуждение

После изготовления структуры 1, она была помещена в установку ВИМС для изучения зависимости ее элементного состава от глубины. На рисунке 1а приведен пик индия, соответствующий $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ каналу структуры, верхняя поверхность которого граничит с $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ барьерным слоем. Ширина пика на полувысоте приблизительно равна 10 нм, что соответствует действительной толщине канала. Следует отметить, что измеренное распределение индия по глубине не соответствует реальному, поскольку глубина анализа (~ 1нм) соразмерна толщине изучаемого слоя. Форма пика индия близка к симметричной, это означает, что произошла сегрегация индия в барьерный слой. При отсутствии сегрегации правый фронт пика, определяющий нижнюю поверхность канала, должен быть более высоким, чем левый, это объясняется эффектом атомного перемешивания, являющегося следствием воздействия на поверхность травящего ионного пучка. Чтобы оценить толщину нарушенного сегрегацией индия слоя требуется знать функцию разрешения установки ВИМС, которая зависит от глубины за-

легания изучаемого слоя и его атомного состава. Таким образом, точное определение функции разрешения является нетривиальной задачей, и в этой работе (для этого случая) толщина нарушенного барьерного слоя не рассчитывается.

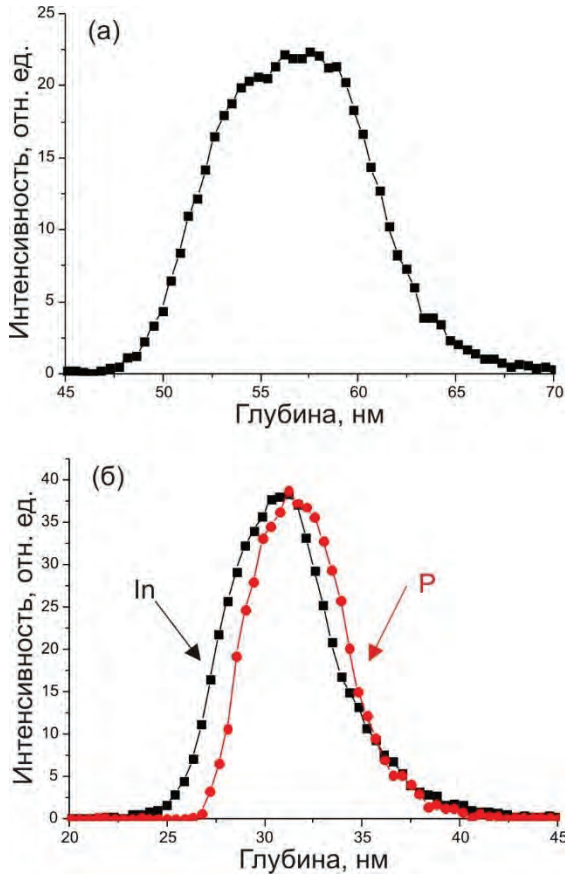


Рис. 1. а) пик индия в масс-спектре вторичных ионов, соответствующий $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ каналу рНЕМТ структуры, б) пики индия и фосфора в масс-спектре вторичных ионов, соответствующие слою $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$

На рисунке 1б приведены выровненные по интенсивности пики индия и фосфора, соответствующие слою $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$, верхняя поверхность которого граничит со слоем $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$. Формы пиков визуально сильно не совпадают. Левый фронт пика индия смещен относительно левого фронта пика фосфора приблизительно на 2 нм, что соответствует толщине нарушенного сегрегацией индия вышележащего эпитаксиального слоя $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$.

Известно, что наличие InGaP слоя в структуре существенно искажает вид рентгеновских рефлектограмм. Можно предположить, что сегрегация индия носит локальный характер, который (возможно) определяется морфологией поверхности слоя. Для подтверждения этого предположения в одном процессе роста были выращены две рНЕМТ структуры (структуры 2-3) на подложках с разными углами разориентации – 0.10 и 0.15 градуса соответственно. Сравнительный анализ рентгеновских рефлектограмм этих структур показал, что пики, соответствующие слоям, содержащим индий, не совпадают.

В следующем эксперименте на подложках с теми же углами разориентации были выращены аналогичные рНЕМТ структуры, однако слой $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ из алгоритма роста был исключен (структуры 4-5). В этом случае наблюдалось полное совпадение линий рентгеновских рефлектограмм.

Таким образом, установлено, что морфология поверхности оказывает влияние на сегрегацию индия из слоя $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ в слой $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ в процессе эпитаксиального роста. Поскольку единственным различием структур 2-4 от структур 3-5 является угол разориентации подложки логично предположить, что выгодными центрами для выхода индия являются атомные ступени слоя $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$, концентрация которых на единицу площади поверхности и границ раздела эпитаксиальных слоев в структурах 2-4 в полтора раза ниже, чем в структурах 3-5.

Сегрегация индия из слоя $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ в слой $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ не зависит от угла разориентации подложки, поэтому можно утверждать, что она происходит однородно по площади границы раздела эпитаксиальных слоев.

Литература

1. A. Vinichenko, I Vasil'evskii. // IOP Conference Series: Materials and Engineering, V. 151, 012037 (2016).

Атомная структура поверхности GaAs(001), обогащенной галлием

А.А. Веденеев¹, К.Н. Ельцов²

¹ АО «НПП «Исток» им. Шокина», ул. Вокзальная, 2а, Фрязино, 141191.

² ИОФ РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

*alexander.vedeneev.80@mail.ru

В работе посредством сканирующей туннельной микроскопии и дифракции медленных электронов изучены особенности атомной структуры стабилизированной галлием поверхности GaAs(001), получаемой отжигом в сверхвысоком вакууме. Продемонстрировано, что для данной поверхности характерно существование нескольких атомных реконструкций одновременно, что может приводить к неверной интерпретации картин дифракции медленных электронов. Также указано на влияние локальных дефектов на структурные превращения поверхности.

Введение

Грань (001) монокристалла GaAs является одной из основных для создания приборов СВЧ- и оптической электроники. Именно поэтому атомная структура данной грани интенсивно изучалась на протяжении прошедших нескольких десятилетий. В настоящее время можно утверждать, что имеется полная информация о реконструкциях данной поверхности, обогащенной мышьяком. Однако, поверхность GaAs(001), обогащенная галлием, изучена существенно хуже. Имеющаяся в печати информация достаточно противоречива. Это, в частности, связано с тем, что на поверхности, обогащенной галлием, могут сосуществовать несколько атомных реконструкций одновременно, что приводит к неправильной интерпретации картин электронной дифракции, которые, в основном, используются для определения атомной структуры поверхности. Также на структурные превращения оказывают влияние дефекты кристаллической структуры.

Задачей данного исследования является определение атомной структуры поверхности GaAs(001), обогащенной галлием, в реальном пространстве на основе данных сканирующей туннельной микроскопии в зависимости от условий подготовки поверхности. В качестве исходной поверхности нами выбрана реконструкция GaAs(001)-4×2/c(8×2), которая готовилась отжигом в сверхвысоком вакууме. Приготовление реконструкции GaAs(001)-4×2/c(8×2) отжигом после предварительного удаления окисла ионным травлением или жидкостного химического травления освещена в значительном количестве исследовательских работ. В настоящее время наиболее реалистичным описанием атомной структуры GaAs(001)-4×2/c(8×2) является ζ-модель

[1], дополненная димеризованными адатомами галлия в рядах вакансий. Установлено, что эта реконструкция стабильна лишь при высоких температурах (≈ 600 °C) и сохраняется при остывании, если скорость охлаждения образца в диапазоне температур [500 – 400 °C] превышает 1 °C/c. В противном случае (скорость остывания меньше 1 °C/c) атомная структура поверхности претерпевает серьезные изменения [2]. В частности, возможен структурный переход 4×2/c(8×2) → 6×6 [2]. Ранее нами отмечено, что при неполном удалении естественного окисла или при нарушении режима отжига возможно формирование локальных дефектов. При этом происходит снижение концентрации адатомов галлия на поверхности, которая варьируется от 2.5×10^{13} см⁻² до 5×10^{12} см⁻², но различия в картинах электронной дифракции от таких поверхностей не наблюдается.

Методика эксперимента

Работа выполнена на комбинированной сверхвысоковакуумной установке, оснащенной для изучения атомной структуры поверхности сканирующим туннельным микроскопом (СТМ) GPI-300, дифрактометром медленных электронов (ДМЭ) и электронным анализатором для записи оже-спектров. Подготовка стартовой поверхности GaAs(001)-4×2/c(8×2) осуществлялась посредством ионного травления и последующего отжига при температуре $T \approx 580$ °C.

Результаты и обсуждение

На рис. 1а представлена картина ДМЭ от поверхности GaAs(001)-4×2/c(8×2), претерпевшей частичное структурное превращение 4×2/c(8×2) → 6×6. Это

подтверждается СТМ-изображением поверхности (Рис. 1б), на котором отчетливо разрешены домены двух типов — $4 \times 2/c(8 \times 2)$ и 6×6 . Увеличенное СТМ-изображение свободных электронных состояний отдельного домена GaAs(001)- 6×6 представлено на рис. 1в, которое представляет собой чередующиеся светлые и темные полосы, ориентированные вдоль направления $[-110]$. В темных полосах наблюдаются периодические особенности атомной структуры. Профиль поверхности вдоль темной полосы представлен на рис. 1г., на котором присутствуют пики на расстоянии 12 \AA друг от друга, что соответствует трем постоянным атомной решетки GaAs. Увеличение периода атомной структуры поверхности в

шесть раз вдоль направления $[-110]$ объясняется тем, что соседние элементы в темных полосах структурно зеркально симметричны [2]. Следует отметить, что переход $4 \times 2/c(8 \times 2) \rightarrow 6 \times 6$ характерен для дефектной поверхности с низкой исходной концентрацией адатомов галлия. В случае высокой концентрации адатомов галлия, по нашим данным, происходит структурное превращение $4 \times 2/c(8 \times 2) \rightarrow 4 \times 6$. Это можно логически объяснить тем, что реконструкция 4×6 сильнее обогащена галлием, чем 6×6 , поэтому при исходной высокой концентрации адатомов галлия такой переход предпочтительнее.

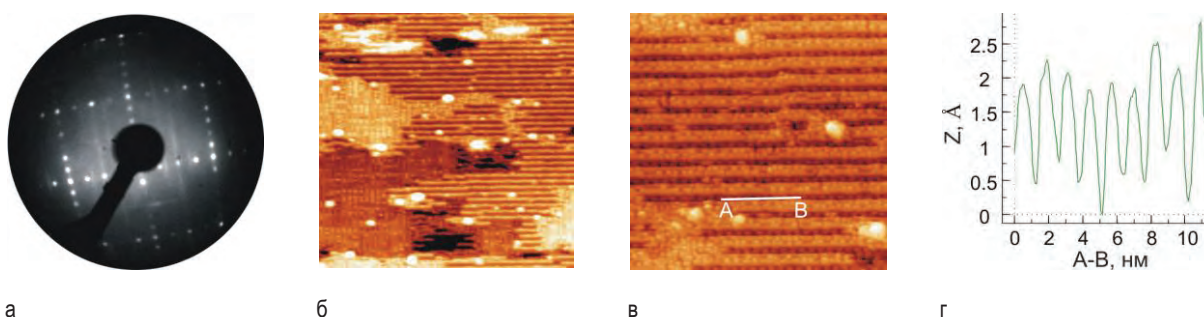


Рис. 1. а) Картина ДМЭ $6 \times 6/c(8 \times 2)$, б) СТМ-изображение $800 \times 800 \text{ \AA}$, в) СТМ-изображение $300 \times 300 \text{ \AA}$, г) профиль поверхности А-В (Рис. 1в)

На картине ДМЭ, представленной на рис. 1а, наиболее четкими рефlekсами являются рефlekсы 4×1 и 1×6 , поэтому такую картину дифракции часто неправoмерно интерпретируют как 4×6 (например, в [3]), что приводит к неверному объяснению экспериментальных данных.

Таким образом, при использовании дифракционных методов для определения атомной структуры стабилизированной галлием поверхности GaAs(001) возможна неверная интерпретация данных. Помимо этого, интегральные методы не позволяют выявлять локальные дефекты атомной

структуры, которые оказывают влияние на фазовые переходы. Поэтому, выводы ряда исследовательских работ требуют пересмотра.

Литература

1. S.-H. Lee, W. Moritz and M. Scheffler. // *Physical Review Letters*. V. 85, 3890 (2000).
2. A. Ohtake. // *Physical Review B*, V. 75, 153302 (2007).
3. Tun-Wen Pi, Hsiao-Yu Lin, Ya-Ting Lin *et al.* // *Nanoscale Research Letters*, V. 8, p. 169 (2013).

2D соединение $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -MgTl/Si(111): атомная структура и электронные свойства

Ю.Е. Вековшинин^{1,*}, Л.В. Бондаренко¹, А.А. Яковлев¹, А.Ю. Тупчая¹,
Д.В. Грузнев¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, А.В. Зотов^{1,2}, А.А. Саранин^{1,2}

¹ Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН Владивосток, 690041.

² Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток 690950

*vekovshinin98@mail.ru

Представлены результаты исследования поверхностной реконструкции $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -MgTl/Si(111) с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), дифракции медленных электронов (ДМЭ), фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) вместе с результатом моделирования атомной и электронной структур в рамках теории функционала плотности. Данная поверхность представляет собой двухслойный массив, состоящий из слоя TlMg и расположенного сверху слоя адатомов Tl, образующих гексагональную структуру.

Введение

2D материалы представляют большой интерес для современной физики конденсированного состояния в связи с тем, что свойства таких соединений уникальны и не присущи их объёмным аналогам. К наиболее интересным и перспективным явлениям с позиции дальнейшего их применения для создания элементов микроэлектроники нового поколения можно отнести сверхпроводимость, эффект Рашбы-Бычкова и топологические изоляторы. Двумерная реконструкция 1×1 -Tl/Si(111) обладают некоторыми из перечисленных свойств, в частности выше уровня Ферми в электронных карманах наблюдается снятие вырождения по спину [1]. На основе этой реконструкции получены 2D соединения, которые также демонстрируют интересные свойства, а именно 2D сверхпроводимость [4], слабая антилокализация [3] и т.п.

В настоящей работе в качестве модификатора исходной поверхности 1×1 -Tl/Si(111) был выбран Mg. Металлы второй группы являются сильными восстановителями и легко отдают внешние s-электроны, что с успехом используется для модификации электронных структур и управления свойствами двумерных материалов, например, графена [2]. В результате адсорбции Mg на 1×1 -Tl произошло формирование новой реконструкции $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -MgTl/Si(111), структура и свойства которой были изучены экспериментальными методами СТМ, ФЭС и ДМЭ, а также проведены расчёты в рамках теории функционала плотности (ТФП).

Результаты и обсуждение

Процесс формирования 2D соединения $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -MgTl/Si(111) заключался в осаждении атомов Mg при комнатной температуре (КТ) на предварительно подготовленную поверхность Tl/Si(111), покрытие Tl в которой составляло 1,3 МС. СТМ изображения, полученные при комнатной температуре, показали, что поверхность имеет сотовое упорядочения с двумя максимумами на ячейку $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ (Рис. 1а). Присутствуют два домена, разделенные антифазными границами. Однако было обнаружено, что во многих местах сотовые домены достаточно плавно переходят в гексагональные, а многие из антифазных границ зачастую незамкнуты, что противоречит смыслу антифазной границы. Это позволяет сделать вывод, что изображения СТМ, полученные при КТ, не отображают истинную поверхность.

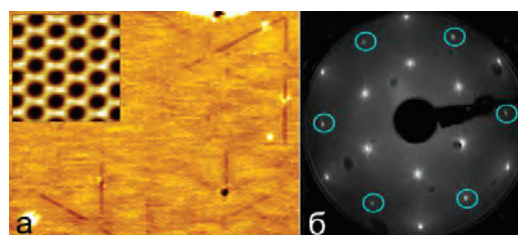


Рис. 1. Реконструкция $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -MgTl/Si(111). а - СТМ изображение 45×36 нм², на вставке 3×3 нм²; б - ДМЭ изображение. Синими кругами выделены рефлексы 1×1

Такое часто наблюдается при сканировании быстро меняющихся объектов, в результате чего на СТМ изображении отображается усреднённая по времени картина.

При охлаждении данной поверхности до 110 К стало очевидно, что структура $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -MgTl имеет гексагональное упорядочение с одним СТМ максимумом на ячейку (Рис. 2б). На основе СТМ изображений высокого разрешения и расчетов из первых принципов методом функционала плотности была предложена структурная модель данной поверхности. Показано, что реконструкция MgTl/Si(111) является двуслойной, при этом первый слой состоит из атомов MgTl, а в верхнем слое находятся только атомы Tl (Рис. 3 г - д). Моделированное СТМ изображение находится в хорошем согласии с экспериментом (Рис. 2в).

Атомы Tl верхнего слоя имеют две стабильные адсорбционные позиции в ячейке $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ относительно первого слоя; при КТ возможно быстрое переключение между этими позициями, что создает видимость сотового упорядочения на СТМ. Этим же объясняется существенное увеличение плотности антифазных границ при понижении температуры (Рис. 2а). Несколько необычной является доменная структура поверхности; домены имеют форму «пилы» и ограничены с одного края прямой границей, а с другого – зигзагообразной, состоящей из коротких сегментов. При этом короткие сегменты являются нестабильными даже при температурах LN₂, что проявляется в виде небольшого шума на изображении (Рис. 2а).

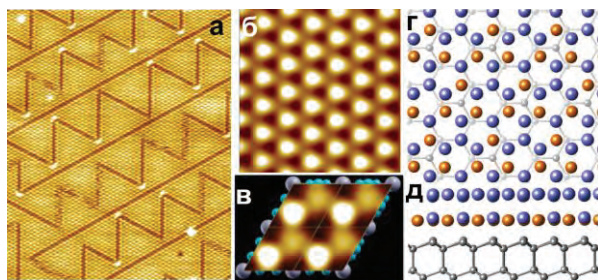


Рис. 2. Низкотемпературные СТМ изображения поверхности $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -MgTl/Si(111). а - СТМ изображение 50x50 нм². б - Высокое разрешение 10x10 нм². в – моделированное СТМ изображение. г – атомная модель структуры (вид сверху). д – то же (вид сбоку). Серые кружки - Si, фиолетовые – Tl, оранжевые – Mg

Расчётные фотоэлектронные спектры достаточно точно совпали с экспериментальными данными и показали большое количество металлических спин-расщеплённых состояний. Согласно расчётам, выше уровня Ферми присутствует протяжённая бездисперсная зона с резким пиком в спектре плотности электронных состояний.

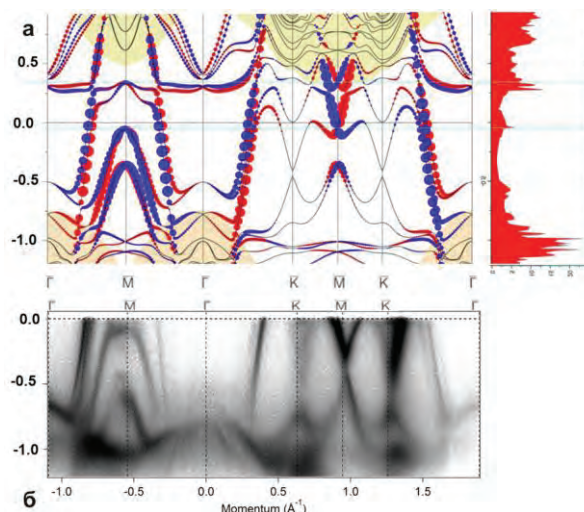


Рис. 3. Электронная структура реконструкции $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -MgTl/Si(111). а – Рассчитанная дисперсия энергии с локальной плотностью состояний (справа). б – экспериментальный спектр ФЭСУР; $h\nu = 21,2$ Эв, $T = 78$ К

В точке М в непосредственной близости к уровню Ферми присутствует седловая точка (Рис. 3а), которая также даёт выброс локальной плотности состояний (особенность Ван Хофа). Однако, сравнивая этот спектр с экспериментально полученным можно видеть, что эта точка не идеально воспроизводится в расчетах. В то время как расчетная зона имеет параболическую дисперсию, на экспериментальном спектре эта зона более плоская. Подобная ситуация наблюдалась ранее в сильно допированном графене [2] и вызвана, по-видимому, эффектами многочастичных взаимодействий.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых ученых (МК-1341.2020.2). Вычисления проводились с использованием оборудования ЦКП "Дальневосточный вычислительный ресурс" ИАПУ ДВО РАН (<https://cc.dvo.ru>).

Литература

1. K. Sakamoto, *et al.* // Nature Communications, 4, 2073 (2013).
2. J. L. McChesney, *et al.* // Physical Review Letters, 104, 136803(2010).
3. A. V. Matetskiy, *et al.* // Nano Letters, 19, 22377 (2016).
4. A. V. Matetskiy, *et al.* // Physical Review Letters, 115, 147003 (2015).

Электронно-микроскопические исследования гибридных материалов на основе многостенных углеродных нанотрубок, декорированных нанопокрyтиями оксида алюминия

И.В. Вилков^{1, &}, Б.С. Каверин^{1, *}, А.М. Обьедков¹, Н.М. Семенов¹, С.Ю. Кетков¹, С.А. Гусев², Д.А. Татарский^{2,3}, П.В. Андреев³

¹ Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Трoпина, д. 49, Нижний Новгород, 603137.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

³ Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*kaverin@iomc.ras.ru, §mr.vilkof@yandex.ru

Методом МOCVD с использованием Al(асас)₃ в качестве прекурсора синтезированы образцы гибридного материала, представляющие собой многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ) декорированные наночастицами γ-Al₂O₃. Структура, морфология и фазовый состав гибридных материалов Al₂O₃/МУНТ и их зависимость от условий осаждения и дальнейшей обработки были исследованы методами РФА, РЭМ, ПЭМ, в том числе ПЭМВР и электронной микродифракции.

Введение

Углеродные нанотрубки (УНТ) являются объектом пристального изучения на протяжении более 20 лет. Интерес в широких областях химии и физики они представляют благодаря сочетанию большого спектра уникальных свойств, таких как малые размеры, низкая плотность, большие значения удельной площади поверхности, высокая прочность, уникальные электро- и теплопроводность.

Эти свойства делают возможным их использование в автоэмиссионных устройствах, химических сенсорах, нанозлектронных устройствах, а также в качестве армирующей компоненты в различных композитах [1]. Однако, успешному введению УНТ в матрицу композита препятствуют два основных фактора. Первый – это диспергируемость УНТ и второй – нежелательные взаимодействия на границах раздела фаз УНТ и матрицы при высокой температуре [2]. Технология нанесения покрытия на поверхность УНТ является наиболее эффективным методом для решения этих проблем и, одновременно, улучшения механических свойств композитов на их основе [1].

МУНТ, декорированные Al₂O₃ представляют огромный научный и практический интерес, так как в подобном гибридном материале наблюдается

объединение и усиление свойств составляющих его компонентов.

Методика эксперимента

Осаждение алюмооксидного покрытия на МУНТ проводилось методом МOCVD в вакууме из паров Al(асас)₃. Поток паров прекурсора в область пиролиза контролировался температурой испарителя (T_{вар}), которая варьировалась от минимальной 120°C при которой наблюдалась возгонка, до 160°C. Температура реактора (T_{пир}) от 600 до 900°C.

Полученные образцы гибридных материалов были исследованы при помощи сканирующего электронного микроскопа Carl Zeiss SUPRA 50 VP и просвечивающих электронных микроскопов Carl Zeiss LIBRA 200MC и JEOL JEM 2000EX.

Фазовый состав полученных материалов был определен методом РФА на дифрактометре Shimadzu XRD-7000.

Результаты и обсуждение

Для определения оптимальных условий синтеза была проведена серия экспериментов, в которых варьировались T_{вар} и T_{пир}. Максимальный привес наблюдается при следующих условиях синтеза: T_{вар} = 160°C, T_{пир} = 600°C (табл. 1).

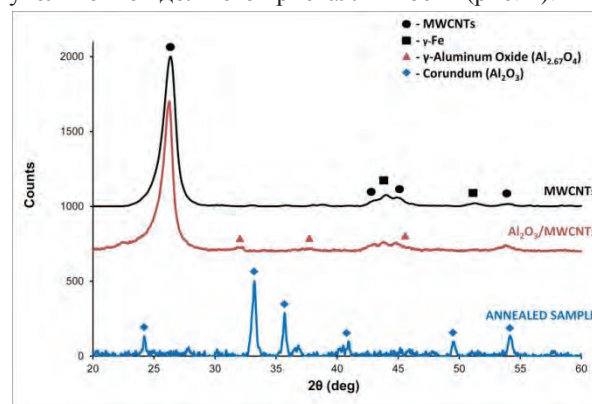
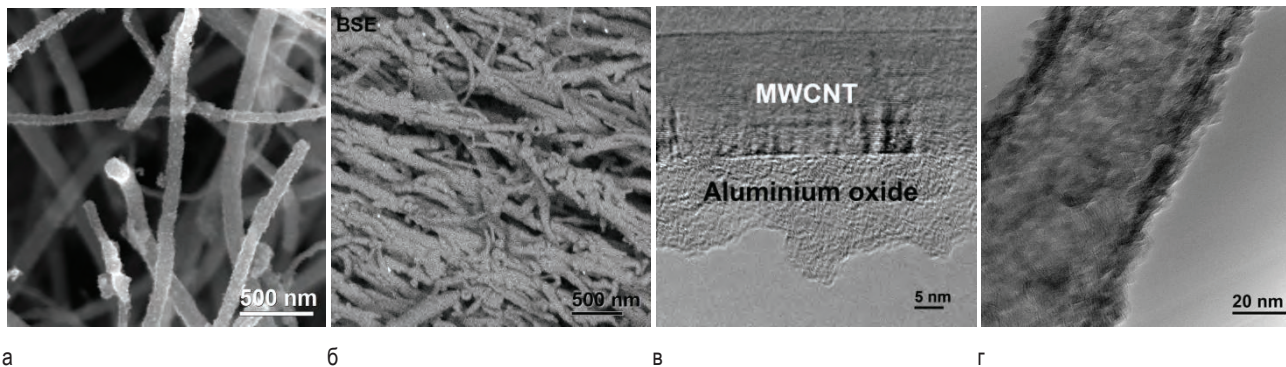
Таблица 1. Условия синтеза образцов гибридного материала Al_2O_3 /МУНТ.

$T_{vap}, ^\circ C$	$T_{pyr}, ^\circ C$	$\Delta m/m(MWCNTs)$
120	700	2.05
	800	2.25
	900	1.5
160	500	1.4
	600	2.4
	700	2.15

Анализ синтезированных гибридных материалов данными методами позволил установить не только морфологию исследуемых объектов, но и определить структуру и состав материалов на различных участках образцов.

Результаты РФА позволяют утверждать, что основными кристаллическими фазами, входящими в состав гибридного материала являются: фаза МУНТ и

$\gamma-Al_{2.67}O_4$ с малой долей кристалличности (рис. 2). Отжиг образца на воздухе при $750^\circ C$ приводит к полному выгоранию МУНТ и перекристаллизации оксида алюминия с образованием фазы Al_2O_3 и увеличению доли его кристалличности (рис. 2).

**Рис. 1.** Сводная дифрактограмма исходных МУНТ, гибридного материала Al_2O_3 /МУНТ и отожжённого образца**Рис. 2.** Снимки электронной микроскопии гибридного материала Al_2O_3 /МУНТ: а – СЭМ, б – СЭМ в обратно-рассеянных электронах (Z-контраст), б – ПЭМВР МУНТ, декорированной нанопокрывтием; г – снимок ПЭМВР поликристаллической нанотрубки Al_2O_3 , полученной в результате отжига

Полученный в результате синтеза гибридный материал представляет собой МУНТ, декорированные однородным, сплошным покрытием Al_2O_3 (рис. 2 а). О гомогенности состава свидетельствуют результаты СЭМ в обратно-рассеянных электронах (рис. 2 б). Толщина покрытия зависит от условий осаждения и диаметров МУНТ. Среднее значение толщины покрытия в образцах, полученных при оптимальных условиях синтеза составляет ~ 20 нм.

На начальных стадиях осаждения на МУНТ наблюдается рост чешуйчатых наночастиц Al_2O_3 . При увеличении времени осаждения образуются сплошное аморфное покрытие (рис. 2 в). Выгорание используемой в качестве темплата углеродной

нанотрубки при отжиге приводит к образованию поликристаллических нанотрубок Al_2O_3 (рис.2 г).

Исследование проведено в рамках выполнения государственного задания ИМХ РАН (тема 45.4) при использовании оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

Литература

- Qi Yang, Y. Deng, W. Hu. // *Ceramics International*, V. 35, 1305-1310 (2009).
- L. Gao, H.Z. Wang, J.S. Hong, H. Miyamoto, K. Miyamoto, Y. Nishikawa, S.D.D.L. Torre. // *J. Eur. Ceram. Soc.*, 19, 609 (1999).

АСМ исследование механических свойств в слоистых сегнетоэлектрических кристаллах TGS – TGS + Cr

Р.В. Гайнутдинов¹, А.К. Лашкова^{1,*}, Е.А. Петржик¹, А.Л. Толстихина¹, И.Ф. Кашевич², В.Н. Шут³

¹ Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» РАН, ул. Ленинский проспект, 59, Москва, 119333.

² Витебский государственный университет им. П.М. Машерова, Московский проспект, 33, Витебск, Беларусь, 210038.

³ Институт технической акустики НАН Беларуси, пр. Генерала Людникова, 13, Витебск, Беларусь, 210009.

* aklashkova@yandex.ru

Эта работа представляет результаты комплексного исследования механических характеристик сегнетоэлектрических кристаллов TGS – TGS+Cr с послойным введением примеси. В пределах полос разного состава измерены микротвердость и модуль Юнга. Применен метод силовой спектроскопии, получены силовые кривые в пределах полос разного состава.

Введение

Несмотря на длительную историю изучения, сегнетоэлектрические кристаллы триглицинсульфата $(\text{N}^+\text{H}_3\text{CH}_2\text{COOH})_2(\text{N}^+\text{H}_3\text{CH}_2\text{COO}^-)\text{SO}_4^{2-}$ (TGS) продолжают привлекать внимание исследователей и как модельные объекты, и как потенциальные материалы для ИК-детекторов, пьезодатчиков, пировидиконов и пр. Введение примесей позволяет эффективно модифицировать свойства TGS. Дополнительным инструментом для воздействия на свойства служит закономерно неоднородное введение примеси, поэтому были получены полосчатые монокристаллы TGS – TGS+Cr. Полосчатые кристаллы характеризуются высокими значениями спонтанной поляризации и смещающих полей и имеют стабильные характеристики по объему. В работе представлены результаты комплексного исследования механических свойств кристаллов TGS – TGS+Cr с послойным распределением примеси.

Экспериментальные установки и методики измерений

Объектом исследования служили монокристаллы триглицинсульфата с профилем распределения примеси ионов хрома (Cr^{3+}), выращенные по методике, разработанной в Институте технической акустики НАН Беларуси [1]. Кристаллы были выращены скоростным методом при постоянной температуре роста 31,4 °С (температура Кюри TGS – 49,15 °С), пересыщение чистого раствора было 0,1 °С, раствора с примесью – 0,5 °С. Периодическое изменение состава достигалось путем доращивания затравки попеременно в растворах разного состава

– в номинально чистом и содержащем легирующую примесь ионов хрома. Концентрация хрома в растворе находилась в пределах 5 – 6 вес.%. Время роста затравки за один цикл составляло: в чистом растворе – 1,5 часа, в примесном растворе – 4,5 часа. Пространственная модуляция состава полученных кристаллов была подтверждена методом рентгенофлуоресцентного анализа [2]. Разница в концентрации хрома номинально «чистых» и примесных полос составила ~ 0.08 вес.%.

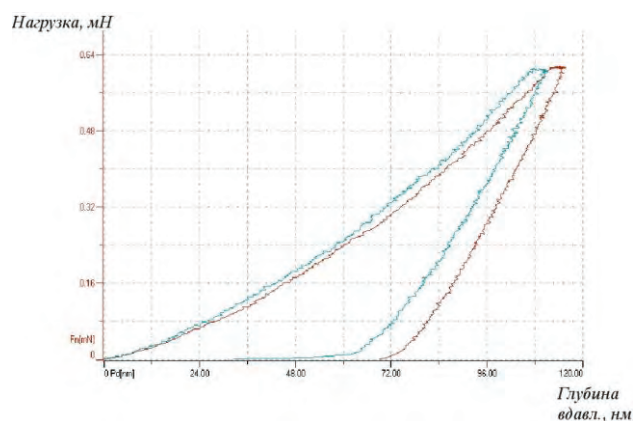


Рис. 1. Усредненная зависимость глубины вдавливания от прикладываемой нагрузки (зеленая кривая – полоса с примесью, красная – номинально чистая полоса)

Твердость полос разного состава измерялась двумя способами: на нанотвердометре «Nano-Hardness Tester» фирмы CSM (МИСиС) и на микротвердометре-приставке к микроскопу Neophot-21 (ИК РАН). В первом методе глубина вдавливания составляла примерно 100 нм, тип алмазного индентора – трехгранная пирамида Берковича. Делалось по 10–15 уколов и из них выбирались гладкие кри-

вые. Результаты приведены в таблице 1. Во втором методе индентирование проводилось методом Виккерса (вдавливание правильной четырехгранной алмазной пирамиды) на оптическом микроскопе Neophot-21 со специальной приставкой.

Результаты эксперимента показали, что среднее значение микротвердости в полосе чистого TGS $H_{\text{pure}} = 96,73 \text{ кг/мм}^2 \approx 0,967 \text{ ГПа}$, а среднее значение микротвердости в полосе TGS+Cr $H_{\text{Cr}} = 100,30 \text{ кг/мм}^2 \approx 1 \text{ ГПа}$. Таким образом, микротвердость полосы с хромом на 3,7% больше, чем чистого TGS.

Таблица 1. Результаты измерений, полученные в полосах разного состава

Метод	Нанотвердомер (глубина вдавливания 100 нм)		Микротвердомер (глубина вдавливания 5 мкм)
	Модуль Юнга, ГПа	Твердость, МПа	Твердость, МПа
Полоса TGS	25,65	1873,5	967,3
Полоса TGS+Cr	25,24	2096,8	1003

Различие в твердостях, полученных двумя способами нормально. На нанотвердомере измеряют приповерхностный слой, который всегда тверже. К тому же, при измерении микротвердости нужны довольно большие отпечатки, чтобы измерить диагональ, от них идут трещины, которые влияют на твердость.

Для более полной картины к полосчатому кристаллу TGS – TGS+Cr было решено применить одну из методик АСМ – силовую спектроскопию. Это – широко распространённый метод измерения локальных механических свойств поверхности, основанный на измерении зависимости изгиба упругой консоли зондового датчика от величины перемещения острия зонда, которое осуществляется в таком диапазоне, чтобы острие проходило положения от свободного до механического контакта, при котором происходит деформация образца, и возвращалось в свободное положение. В процессе регистрируется силовая кривая – зависимость изгиба балки кантилевера от перемещения образца/зонда по оси z. Все процедуры по подготовке и изучению поверхности об-

разцов методом силовой спектроскопии проводили в контрольно-измерительном комплексе «TRACKPORE ROOM–05», класс чистоты 5 ИСО(100), в составе которого находится сканирующий зондовый микроскоп NTEGRA Prima (НТ-МДТ). Были получены силовые кривые на участках поверхности, расположенных в полосах разного состава. В каждой полосе было проведено порядка 25 измерений, на рис.2 представлены усредненные кривые.

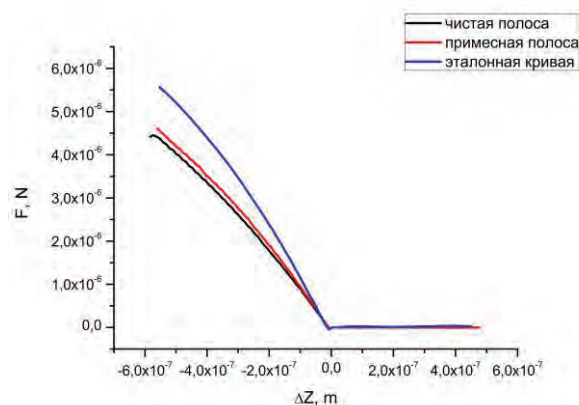


Рис. 2. Усредненные силовые кривые, полученные в пределах полос разного состава

Заключение

Кристаллы с периодической примесной ростовой структурой характеризуются модулированной по объему неоднородностью свойств, в частности, механических. Проведенные исследования хорошо коррелируют между собой, из полученных результатов можно сделать вывод, что полоса с примесью хрома является менее однородной и более твердой. Способ послойного формирования в кристаллах областей с различной дефектной структурой позволяет получать материалы с новой совокупностью свойств как диэлектрических, так и механических.

Литература

1. В.Н. Шут, И.Ф. Кашефич, Б.Э. Воттс. // Кристаллография, 49(2), 257-261(2004).
2. Р.В. Гайнутдинов, А.Л. Толстихина, Н.В. Белугина, Б.С.Рощин, Д.А. Золотов, В.Е. Асадчиков, В.Н. Шут, И.Ф.Кашевич, С.Е. Мозжаров // Кристаллография, Т.63, №5, 766-772(2018).

Начальные стадии взаимодействия водорода с нанесенными наночастицами золота

А.К. Гатин, М.В. Гришин, Н.В. Дохликова, С.А. Озерин, В.А. Харитонов, С.Ю. Сарвадий, Б.Р. Шуб

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991

*mvgrishin68@yandex.ru

Определены особенности адсорбции дейтерия на поверхности наночастиц золота, нанесенных на высоко ориентированный пиролитический графит (ВОПГ). Экспериментально установлено, что заполнение поверхности наночастиц атомарным дейтерием начинается с интерфейса графит–золото, после чего адатомами покрывается вся поверхность. Результаты квантово-химических расчетов указывают на то, что энергия связи в системе Au-H достигает максимума вблизи интерфейса графит-золота.

Введение

Золотые наночастицы применяются в каталитических реакциях гидрирования органических соединений. В этих процессах важную роль играют диссоциативная адсорбция молекулярного водорода и взаимодействие образующихся атомов водорода с поверхностью наночастиц. Однако, несмотря на многолетние исследования во многих случаях до сих пор механизмы элементарных актов этих процессов даже для модельных реакций остаются невыясненными. Одной из причин имеющихся затруднений является то, что большинство используемых методов дают информацию, усредненную по большому ансамблю находящихся в различных состояниях наночастиц. В результате зачастую невозможно связать локальные особенности строения наносистем с их свойствами. Цель настоящей работы состояла в определении мест локализации адсорбированного изотопа водорода – дейтерия на поверхности наночастиц золота, а также установлении динамики заполнения поверхности наночастиц адсорбатом по мере увеличения экспозиции.

Эксперимент

Эксперименты проведены на установке, состоящей из сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), Оже-спектрометра (ОЭС), масс-спектрометра и вспомогательного оборудования, при $T = 300$ К и давлении остаточных газов $P_0 = 2 \times 10^{-10}$ торр. В качестве зондов СТМ использовались острия, изготовленные из платино-иридиевой и вольфрамовой проволок стандартными способами. Наночастицы наносились на поверхность ВОПГ методом про-

питки. Морфологию и электронное строение поверхности образцов непосредственно во время эксперимента определяли по результатам топографических и спектроскопических измерений в СТМ. В последнем случае анализировалась форма вольт-амперных зависимостей туннельных контактов СТМ, включающих наночастицы – далее ВАХ наночастиц. Элементный состав поверхности образцов определялся методами Оже-спектроскопии. Квантово-химическое моделирование взаимодействия атомарного дейтерия со связанными кластерами Au₁₃ и C₁₃₈ (подложки) проводилось в рамках теории функционала электронной плотности.

Результаты и обсуждение

Наночастицы золота в своем большинстве группируются на дефектах поверхности ВОПГ (краях террас). Они имеют округлую форму с максимумом распределения по латеральным размерам 4-8 нм при средней высоте порядка 1,5 - 2 нм. По результатам измерений в СТМ и в ОЭС установлено, что наночастицы практически не содержат примесей.

Экспозиция образца в дейтерии при давлении $P = 1 \times 10^{-6}$ торр вызывает значительное возмущение локальной электронной плотности наночастиц. После экспозиции 200 Л (1 Л = $1 \times P$ сек•торр) на внешнем краю наночастиц вблизи подложки появляется область (далее – область пониженной проводимости), в которой величина туннельного тока меньше величин туннельного тока на графите и туннельного тока на вершине наночастицы (рис. 1а и 1б). По мере увеличения экспозиции в дейтерии до 800 Л возрастает и ширина области пониженной

проводимости на периферии частицы. При этом центральная часть наночастиц сохраняет свои свойства (рис. 1в). После увеличения экспозиции до 1400 Л в этой области начинают появляться точки, в которых кривая ВАХ содержит участок нулевого тока, однако усредненная проводимость центральной области по-прежнему несколько превышает проводимость графита. Наконец, при экспозиции порядка 2000 Л число точек на поверхности наночастицы, в которых на кривых ВАХ имеется участок нулевого тока, составляет приблизительно треть часть от общего числа точек, в которых проводились измерения (рис.1г). Этот результат относится как к наночастицам, входящим в состав скоплений, так и к изолированным наночастицам. Следует также отметить, что диссоциативная адсорбция дейтерия (или водорода) происходит лишь на наночастицах золота, нанесенных на графит. В тех случаях, когда наночастицы золота располагались на золотой подложке, подобные эффекты не наблюдались. Установлено, что водород (и дейтерий) адсорбируются только на наночастицах с латеральным диаметром не более 10 нм.

Кроме того, можно исключить и адсорбцию на наночастицах атомарного дейтерия, который образуется из D_2 в результате тех или иных процессов, происходящих в установке, поскольку конструк-

тивно камера СТМ отделена от камеры подготовки образца, где находится постоянно работающий магниторазрядный насос, также способный служить источником атомов D.

Квантово-химическое моделирование взаимодействия атомарного дейтерия с интерфейсом, образованным кластерами Au_{13} и C_{138} (подложки) проводилось в рамках теории функционала электронной плотности с использованием программных пакетов OpenMX-3.7 (OMX) и QuantumEspresso-5.1.1 (QE). Расчет проводился в обобщенном градиентном приближении, с использованием функционала PBE, без учета спиновой поляризации. В результате установлено, что энергия связи H-Au на вершине кластера золота составляет $E_1 = 3.22$ эВ, а на интерфейсе золото-графит – $E_2 = 3.46$ эВ. Показано, что для золотых наночастиц определяющий вклад в формирование туннельного тока вносится пиком поверхностных состояний, который уменьшается по мере заполнения поверхности атомами водорода. Именно этот эффект уменьшения плотности состояний в окрестности уровня Ферми, наблюдающийся в экспериментах с системой золото-водород, и позволяет детектировать акты взаимодействия (диссоциативной адсорбции) водорода (дейтерия) с наночастицами золота.

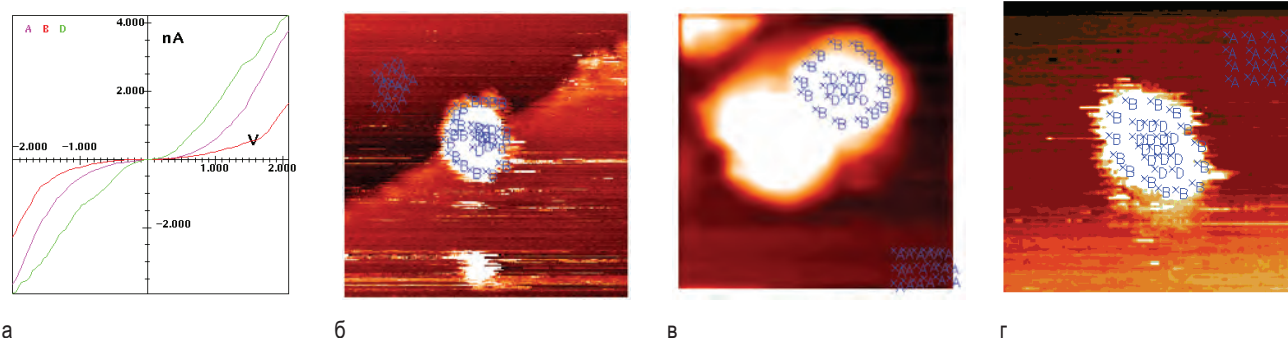


Рис. 1. Изображения и ВАХ золотых наночастиц и графита на различных стадиях эксперимента. Буквенное обозначение кривых соответствует точкам на топографии. После экспозиции в дейтерии а) примеры ВАХ; б); б) распределение точек с различными ВАХ при 200 Л; в) то же при 800 Л; г) то же при 2000 Л

Заключение

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование адсорбции дейтерия на наночастицах золота, нанесенных на поверхность ВОПГ.

Установлено, что при малых экспозициях предпочтительным местом адсорбции дейтерия является интерфейс золотых наночастиц и ВОПГ (подлож-

ки), а по мере увеличения экспозиции и заполнения центров адсорбции на интерфейсе атомы дейтерия могут покрывать всю поверхность наночастиц.

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер государственной регистрации темы АААА-А17-117111600093-8), а также поддержке РФФИ (грант № 18-03-00060). Расчеты выполнены на базе ресурсов МСЦ РАН.

Влияние размера нанесенных наночастиц золота на адсорбцию водорода на их поверхности

А.К. Гатин*, С.Ю. Сарвадий, М.В. Гришин

ФИЦ ХФ РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

*akgatin@yandex.ru

Методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии установлено влияние размера наночастиц золота, нанесенных на поверхность высокоупорядоченного пиролитического графита, на процессы адсорбции водорода на их поверхности. Зафиксировано, что H_2 диссоциативно хемосорбируется на поверхности наночастиц с латеральным диаметром $3^\circ\text{--}9$ нанометров. Для наночастиц диаметром 10 нм и выше хемосорбции водорода не наблюдается.

Введение

Золото является ярчайшим примером материала инертного в массивной форме и обладающего высокой активностью в наноразмерном виде. Золотые наночастицы используются в каталитических реакциях гидрирования ненасыщенных органических соединений, карбонильных соединений, нитросодержащих соединений, гетерогенного гидроформилирования олефинов, гидрохлорирования алкинов. В этих процессах важную роль играют диссоциативная адсорбция H_2 и взаимодействие образующегося атомарного водорода с поверхностью наночастиц. Хемосорбция водорода на поверхности золотых наночастиц была обнаружена сравнительно недавно [$1^\circ\text{--}3$]. В настоящей работе продемонстрировано влияние размера наночастиц золота на их способность диссоциативно адсорбировать водород на своей поверхности.

Методика эксперимента

Эксперименты проведены на установке, состоящей из сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), Оже-спектрометра, квадрупольного масс-спектрометра и вспомогательного оборудования, при комнатной температуре и давлении остаточных газов $P = 2 \times 10^{-10}$ торр. В качестве зондов СТМ использовались острия, изготовленные из вольфрамовой проволоки методом электрохимического травления в $0.1n$ растворе КОН. Наночастицы (НЧ) наносились на поверхность высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) методом пропитки. Для этого на подложку наносили водный раствор $HAuCl_4$ с концентрацией металла 5×10^{-6} г/мл. Затем образец сушили, помещали в вакуумную камеру и прокачивали в условиях сверхвысо-

кого вакуума при $T \sim 700$ К. Морфологию и электронное строение поверхности образцов на уровне единичных наночастиц, а также результаты их модификации за счет взаимодействия с водородом, определяли с помощью топографических и спектроскопических измерений в СТМ. Первичный анализ элементного состава поверхности образцов проводился методами Оже-спектроскопии. При этом полученные данные сопоставлялись с результатами спектроскопических измерений в СТМ. Состав газовой среды в установке на всех этапах эксперимента контролировался масс-спектрометром.

Результаты и обсуждение

По приведенной выше методике было синтезировано два образца, отличие между которыми заключалось в длительности прокачивания в вакууме. Первый образец прокачивался 10 часов, второй - 30 часов. В обоих случаях на поверхности ВОПГ сформировались покрытия из НЧ золота, которые имели округлую форму. Максимум распределения по латеральным размерам частиц для первого образца приходится на диапазон $4^\circ\text{--}6$ нм при средней высоте порядка $1,5^\circ\text{--}2$ нм, а для второго образца $10^\circ\text{--}15$ нм при средней высоте $3^\circ\text{--}6$ нм. Ранее в работе [2] нами показано, что проводимость НЧ золота, не содержащих примесей и адсорбатов, несколько выше проводимости поверхности ВОПГ, на которую они нанесены. Это утверждение верно и для образцов, синтезированных в настоящей работе. В работе [4] нами подробно экспериментально и теоретически рассмотрена адсорбция дейтерия (изотопа водорода) на поверхности золотых НЧ. В этой работе продемонстрировано, что дейтерий диссоциативно хемосорбируется на поверхности

НЧ золота размером $5^{\circ}\text{--}6$ нм полностью заполняя поверхность частиц при экспозиции более 1800 Ленгмюр (Л). Причем хемосорбция дейтерия приводит к снижению проводимости наночастиц золота.

Цель настоящей работы состояла в установлении взаимосвязи между размерами НЧ и их адсорбционными характеристиками по отношению к водороду. Для этого образцы экспонировались в H_2 до достижения экспозиции 2000 Л. На рис.1 представлены топографическое и токовое изображения поверхности образца, содержащего наночастицу золота размером 5 нм после экспозиции в водороде. Токвое изображение дает представление о локальной электронной плотности поверхности образца в явном виде и представляет собой карту распределения величин туннельных токов при определенном значении напряжения, более темные точки соответствуют большим по модулю значениям туннельного тока. Из анализа токового изображения на рис. 1 видно, что проводимость НЧ размером 5 нм после адсорбции водорода стала ниже проводимости графита, хотя до экспозиции в водороде проводимость наночастицы превышала проводимость ВОПГ. То есть в данном случае на поверхности наночастицы образовался слой хемосорбированного атомарного водорода, что в свою очередь привело к снижению проводимости туннельного контакта, содержащего НЧ золота.

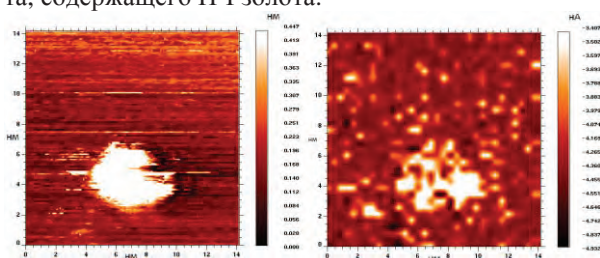


Рис. 1. Топографическое (слева) и токовое (справа) СТМ изображения поверхности образца

Аналогичные изображения для частицы размером 12 нм после экспозиции в H_2 представлены на рис.2. Экспозиция в водороде не привела к каким-либо заметным изменениям электронной структуры этой частицы. Как и до экспозиции в H_2 ее проводимость осталась выше проводимости подложки (на токовом изображении наночастица выглядит темнее, чем ВОПГ). То есть хемосорбции водорода не наблюдалась. Обработка данных, полученных для двух образцов, позволяет утверждать, что для частиц размером $3^{\circ}\text{--}9$ нм наблюдается хемосорбция водорода на их поверхности, в то время, как

для частиц размером 10 нм и более хемосорбция не фиксируется.

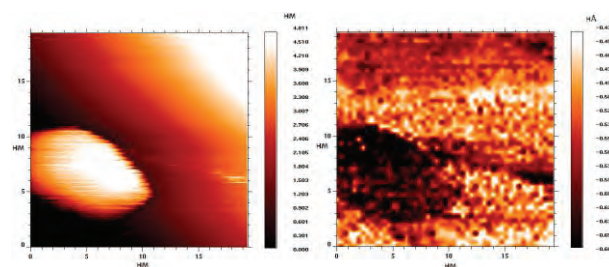


Рис. 2. Топографическое (слева) и токовое (справа) СТМ изображения поверхности образца

В работе [4] показано, что существование стабильной формы адсорбции атомарного водорода на поверхности НЧ золота связано с увеличением роли поверхностных состояний в образовании связи золото – водород. Увеличение размера частиц ведет к уменьшению влияния поверхностных состояний на образование связи Au-H и, по всей видимости, размер частицы около 10 нм является порогом, при достижении которого хемосорбция водорода на поверхности НЧ золота становится энергетически невыгодной. Таким образом, обусловленное поверхностными состояниями возрастание энергии связи водорода с наноструктурированным золотом обеспечивает наблюдаемые в экспериментах стабильные формы адсорбции для НЧ размером $3^{\circ}\text{--}9$ нм, в то время, как для НЧ размером 10 нм и более адсорбция атомарного водорода становится нестабильной и не фиксируется в наших экспериментах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-73-00195).

Литература

1. Maela Manzoli, Anna Chiorino, Floriana Vindigni, Flora Boccuzzi // *Catalysis Today* 181 (2012) 62– 67.
2. А.К. Гатин, М.В. Гришин, А.А. Кирсанкин, В.А. Харитонов, Б.Р. Шуб // *Российские нанотехнологии*, т.8, №1-2, 2013, стр. 39-45.
3. I.P. Silverwood, S.M. Rogers, S.K. Callear, S.F. Parker and C.R. A. Catlow // *Chem. Commun.*, 2016, 52, 533.
4. А.К. Гатин, М.В. Гришин, Н.В. Дохликова, Н.Н. Колченко, С.Ю. Сарвадий, Б.Р. Шуб // *Кинетика и катализ*, 2018, том 59, № 6, с. 787–794.

Ионно-индуцированные дефекты в гексагональном нитриде бора

О.А. Гогина^{1,*}, Ю.В. Петров^{1,§}, О.Ф. Вывенко¹, Т.В. Шаров¹, К. Bolotin², S. Kovalchuk²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.

² Department of Physics, Freie Universität Berlin, 14195 Berlin, Germany

*o_gogina@mail.ru, §y.petrov@spbu.ru

Работа посвящена экспериментальному исследованию ионно-индуцированных дефектов в тонком монокристалле hBN методом катодолюминесценции (КЛ). Дефекты создавались сфокусированным ионным пучком Ga с различными дозами. В спектре катодолюминесценции наблюдались полосы свечения с энергиями 1.9 эВ, 2.9 эВ и 3.5-4.1 эВ. Установлено, что облучение ионным пучком приводит к уменьшению интенсивности обнаруженных полос свечения.

Введение

В последние годы гексагональный нитрид бора - hBN является достаточно популярным в научном мире объектом исследования. Данный материал по структуре схож с графеном [1], hBN имеет гексагональную структуру и демонстрирует прекрасную химическую и температурную стабильность. Относящийся к широкозонным полупроводникам, исследуемый материал имеет ширину запрещенной зоны около 6,08 эВ [2]. Благодаря своим уникальным характеристикам h-BN является перспективным материалом для создания однофотонных квантовых излучателей на основе люминесценции собственных и ионно-индуцированных дефектов[3]. Данная работа посвящена исследованию влияния облучения ионами галлия на люминесцентные свойства h-BN.

1. Описание эксперимента

В качестве материала для исследования был выбран тонкий монокристалл hBN на подложке Si₃N₄/Si. Толщина исследуемых участков образца составляла 14 нм, 24 нм, 45 нм, 55 нм по данным атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Для исследования ионно-индуцированных дефектов hBN применялся метод катодолюминесценции (КЛ), реализованный на базе сканирующего электронного микроскопа Zeiss SUPRA 40VP с регистрирующей системой Gatan Mono CL3+. Спектры КЛ регистрировались при возбуждении электронами с ускоряющим напряжением 5кВ в диапазоне длин волн от 200 до 700 нм в режиме непрерывного сканирования электронным пучком. Чтобы избежать модификации образца электронным пучком, каждое сканирование образца проводилось на но-

вом месте. Время регистрации одной точки на спектре варьировалось в диапазоне 0,5-2 с, спектральное разрешение составляло порядка 1-2 нм.

Облучение сфокусированным ионным пучком (ФИП) Ga с дозами в диапазоне от $5,6 \cdot 10^{12}$ - $1,1 \cdot 10^{15}$ 1/см² проводилось с использованием двулучевой системы Zeiss Auriga.

2. Результаты

При исследовании исходного монокристалла hBN методом КЛ в спектре были обнаружены полосы люминесценции с энергиями 1.9 эВ, 2.9 эВ (рис 1). После воздействия электронного пучка на образец стала заметна новая полоса люминесценции с энергией 3,5-4,1 эВ.

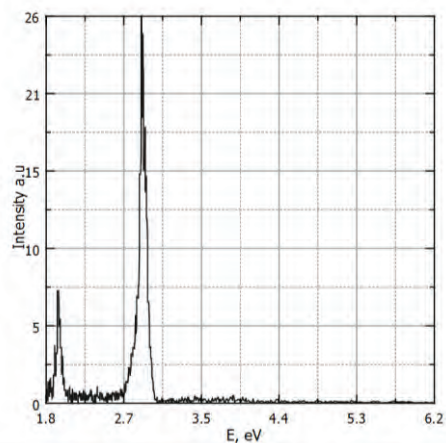


Рис. 1. Спектры КЛ исходного монокристалла hBN

На рисунке 2 изображены зависимости интегральной интенсивности всех обнаруженных полос люминесценции от толщины образца. Интегральные интенсивности получены из карт люминесценции. Из рисунка видно, что интенсивности люминесценции увеличивается при увеличении толщины.

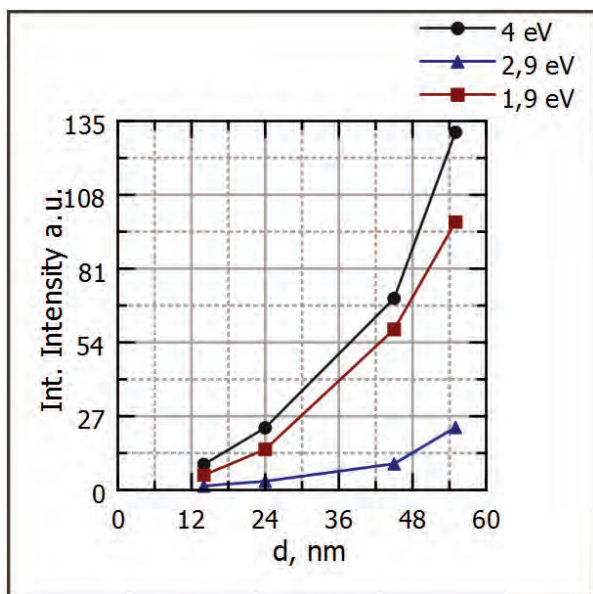


Рис. 2. Зависимости интегральной интенсивности полос КЛ от толщины образца

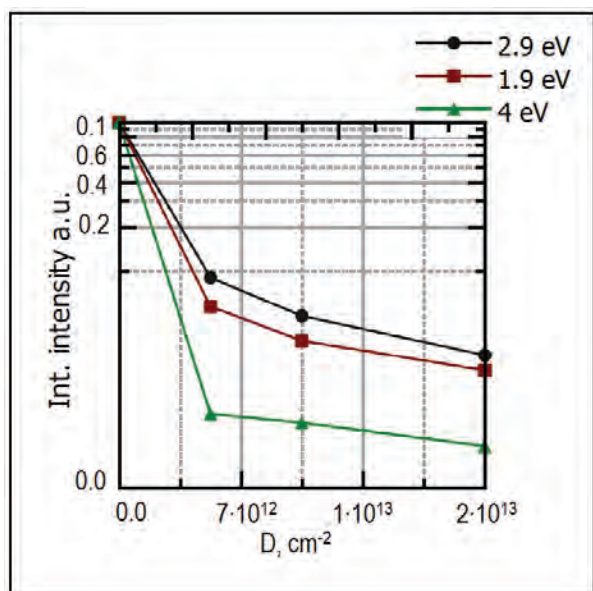


Рис. 3. Зависимости интегральной интенсивности полос КЛ от дозы облучения ионами галлия облученных ионами галлия

3. Обсуждение результатов

Наблюдаемые в спектрах КЛ пики свечения могут соответствовать следующим дефектам: 3,5-4,1 эВ может быть приписано примесному атому углерода

в положении вакансии азота, 2,9 эВ - примесному кислороду в положении азота, азотной вакансии или примесному атому бора в положении азота, 1,9 эВ – вакансии бора. Кроме того, в исследовательских работах в качестве центров свечения упоминаются комплексы дефектов, которые включают в себя выше упомянутые дефекты [1, 4]. Наблюдаемые на рисунке 3 изменения интегральной интенсивности полос КЛ показывают, что воздействие ионами Ga приводит к уменьшению концентрации дефектов, участвующих в излучательной рекомбинации или к появлению новых дефектов, которые приводят к безызлучательной рекомбинации электронов и дырок.

Выводы

По результатам экспериментов установлено, что облучение h-BN ионным пучком существенно влияет на интенсивность катодолюминесценции. Таким образом, можно локально управлять фото- и катодолюминесценцией h-BN, регулируя количество дефектов в материале с помощью Ga ФИП.

Результаты получены с использованием оборудования междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ.

Литература

1. Weston L. et al. Native point defects and impurities in hexagonal boron nitride //Physical Review B. – 2018. – Т. 97. – №. 21. – С. 214104.
2. Cassabois G., Valvin P., Gil B. Hexagonal boron nitride is an indirect bandgap semiconductor //Nature Photonics. – 2016. – Т. 10. – №. 4. – С. 262.
3. Bourrellier R. et al. Bright UV single photon emission at point defects in h-BN //Nano letters. – 2016. – Т. 16. – №. 7. – С. 4317-4321.
4. Ngwenya T. B., Ukpang A. M., Chetty N. Defect states of complexes involving a vacancy on the boron site in boronitrene // Physical Review B. – 2011. – Т. 84. – №. 24. – С. 245425.

Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур

С.А. Гусев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
gusev@ipmras.ru

В докладе дан краткий обзор информативных возможностей метода исследования магнитной текстуры в наноструктурах с помощью Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ). Этот способ анализа распределений намагниченности был использован для исследования магнитных состояний в многослойных структурах «ферромагнетик/тяжелый металл» изготовленных в ИФМ РАН. В структурах с перпендикулярной магнитной анизотропией Co/Pt, свойства которых были локально модифицированы с помощью облучения остро сфокусированным ионным пучком в сканирующем гелиево-ионном микроскопе, экспериментально наблюдались упорядоченные решетки неоднородных распределений намагниченности, спиновая конфигурация которых зависит от дозы облучения и устойчивых при комнатной температуре в отсутствии внешнего магнитного поля.

Введение

Топологически устойчивые магнитные конфигурации нанометрового масштаба, такие как вихри и скирмионы привлекают к себе огромное внимание как фундаментальной науки, так и обладают реальными перспективами практического применения в устройствах магнитной логики и памяти, для которых понимание физических свойств магнитных нанодоменов имеет важное значение. Спинов и отклика этих топологических магнитных доменов на внешние магнитные поля. Ранее мы уже сообщали о возможности формирования скирмионных и вихревых текстур в сплошных многослойных пленках Co/Pt с помощью локального облучения ионами гелия [1,2]. Однако, информация об их топологии была получена непрямым способом, а на основании совместного анализа зависимостей намагничивания, полученными методами холловской магнетометрии, и магнитно-силовых изображений структур с недостаточно высоким разрешением. Просвечивающая электронная микроскопия является более универсальным инструментом, подходящим для изучения структурных особенностей и магнитных доменных текстур в корреляции с физическими свойствами подобных наноструктур. В данном докладе приведены экспериментальные результаты по применению одного из наиболее часто используемого метода визуализации магнитной структуры в многослойных структурах «ферромагнетик/тяжелый металл» с помощью Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии.

Экспериментальные результаты

Изготовленные магнетронным напылением многослойные структуры с перпендикулярной магнитной

анизотропией Ta(5)/Pt(5)[Co(0.5/Pt(1))⁵/Pt(2) облучались остро сфокусированными пучками ионов He⁺ с энергией 30 кэВ (флюенс варьировался от ~ 10¹⁴ до 10¹⁶ см⁻²) с использованием ионного гелиевого микроскопа Orion и системы литографии Nanomaker. Экспонированные ионами области имели круглую или эллиптическую форму с размерами от 50 нм до 400 нм, и образовывали периодическую квадратную решетку. Для формирования облучаемого пятна применялась как однородная, так и неоднородная по площади пятна доза экспозиции. В последнем случае была использована такая геометрия облучения, когда каждый единичный элемент решетки состоял из двух концентрических кругов. Облученные с небольшим флюенсом пятна малого радиуса имели кольцевую внешнюю область с большой дозой облучения, которая соответствует появлению у пленки анизотропии «легкая плоскость». Моделирование магнитных распределений с помощью пакета программ OOMMF показало, что такая геометрия облучения провоцирует у модифицированной области формирование доменной стенки блоховского типа, замкнутой в кольцо. Это должно было способствовать более стабильному формированию магнитных распределений со скирмионной топологией. Структурные изменения в пленках в зависимости от дозы облучения были исследованы с помощью просвечивающего электронного микроскопа LIBRA 200MC на поперечных срезах облученных образцов. Визуализация магнитных текстур осуществлялась методом Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ). При этом использовались два способа получения изображений с магнитным контрастом: «классический» френелевский или метод дефокусировки (микроскопы LIBRA 200MC и FEI Titan), и

одна из модификаций метода дифференциального фазового контраста (FEI Titan) [3]. Типичные экспериментальные изображения с френелевским контрастом приведены на Рис. 1. Анализ экспериментальных френелевских ЛПЭМ изображений проводился на основе качественного сравнительного анализа их с модельными изображениями.

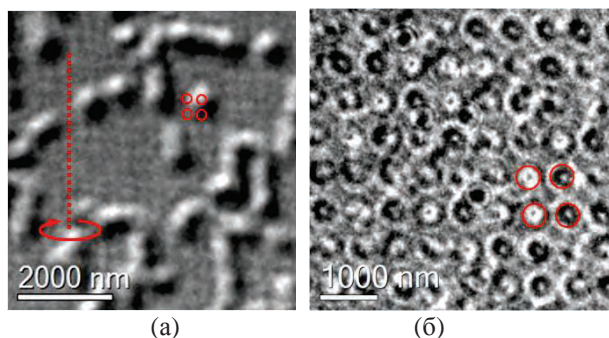


Рис. 1. ЛПЭМ изображение с френелевским контрастом: а) решетка неелевских скирмионов, образец имеет наклон 30° , направление оси вертикальное; б) решетка скирмионов блоховского типа, электронный пучок перпендикулярен плоскости образца

В зависимости от размеров облученной области и флюенса наблюдались неоднородные распределения различного типа. Характерный вид контраста на Рис.1а, на котором представлено дефокусированное изображение облученных областей малого диаметра с однородным флюенсом 10^{15} см^{-2} , а также изменение контраста при наклоне образца по отношению к электронному пучку свидетельствует о формировании в данном случае решетки скирмионов неелевского типа. Для структур с дозами облучения больше $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и большим диаметром магнитный контраст изображения показывал формирование неоднородных магнитных распределений блоховского типа (Рис.1б, 2а). На ряде структур как с однородной, так и неоднородной по пятну дозой экспозиции, наблюдался контраст, который может соответствовать гибридным распределениям – спиральным скирмионам. Используя серию изображений с разной дефокусировкой можно количественно определить локальную магнитную индукцию структуры с помощью метода на основе транспортного уравнения интенсивности (the transport of intensity equation- TIE) [4]. Но для этого требуется точное знание ряда инструментальных параметров приборов, калибровка которых в дан-

ном случае была не завершена. Кроме этого, восстановление распределений намагниченности из френелевских изображений затрудняет наличие кроме магнитного и материального контраста (квадратная решетка на Рис.1а) связанного с локальными изменениями толщины и электростатического потенциала материала при ионном облучении. ЛПЭМ изображения, полученные с помощью метода дифференциального фазового контраста, позволил реконструировать картину магнитных распределений в ряде облученных структур без предварительных модельных построений (Рис.2б).

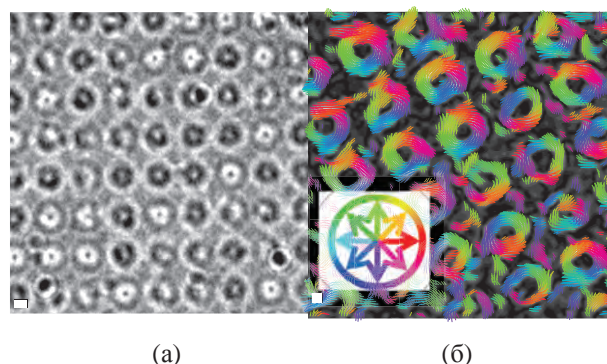


Рис. 2. ЛПЭМ изображение с френелевским контрастом (а) решетки магнитных вихрей и восстановленные распределения намагниченности из микроизображений с дифференциальным фазовым контрастом (б). На вставке приведена схема цветовой кодировки проекции локальных направлений намагниченности на плоскость пленки

Работа поддержана грантом РФФИ №18-02-00827. В работе использовано оборудование Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ и ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" (ИФМ РАН).

Литература

1. M. V. Sapozhnikov et al, APL **109**, 042406 (2016); doi: 10.1063/1.4958300.
2. D. A. Tatarskiy et al, AIP Conf.Proc.. V. **2064**. P. 020005-1–020005-6M (2019);
3. S. Lopatin et al., Ultramicroscopy **162**,74–81 (2016)
4. M. De Graef, Y. Zhu, J. Appl. Phys. **89** (2001) 7177.

Адсорбция водорода на биметаллических кластерах Au_nNi_m и Au_nCu_m , $n+m=13$

Н.В. Дохликова, М.В. Гришин, А.К. Гатин, С.Ю. Сарвадий, В.А. Харитонов, С.А. Озерин, Е.И. Зубкова, Б.Р. Шуб

Федеральный исследовательский центр химической физики РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

dohlikovanv@gmail.com, mvgrishin@yandex.ru

В результате DFT-моделирования адсорбции H на биметаллических наночастицах Au-Ni и Au-Cu установлено, что изменения адсорбционных свойств биметаллической наносистемы определяется изменением расстояний между атомами и перераспределением электронной плотности в объеме кластера, что приводит к увеличению энергии связи атома водорода в окрестности атомов Ni/Cu и уменьшению – в окрестности атомов Au кластера биметалла.

Введение

Наночастицы биметаллов являются перспективными катализаторами, благодаря своим уникальным физико-химическим свойствам [1]. В данной работе производится DFT-моделирование биметаллических наночастиц Au-Ni и Au-Cu, исследованных с помощью СТМ/СТС [2, 3], для выявления общих тенденций и взаимосвязи между изменениями электронной структуры моделей и адсорбционных свойств реальных наночастиц.

Метод расчета

DFT-моделирование взаимодействия H с биметаллическими наночастицами проводилось с помощью программных пакетов QuantumEspresso 5.1.1 (QE) [4] и OpenMX 3.8 (OMX) [5]. В QE использовались ультрамягкие псевдопотенциалы, сгенерированные в обобщенном градиентном приближении, с функционалом PBE, взятый из библиотеки QE [6]. В OMX описание электронной структуры атомов проводилось с помощью стандартного базисного набора [7]. В качестве моделей наночастиц биметаллов использовались кластеры $Au_{12}Ni_1$, $Ni_{12}Au_1$, $Au_{12}Cu_1$, $Cu_{12}Au_1$, янус-кластеры, у которых атомы разного типа имеют границу раздела, $janAu_7Ni_6$, $janNi_7Au_6$, $janAu_7Cu_6$, $janCu_7Au_6$ и кластеры с равномерно перемешанными атомами Au_7Ni_6 , Au_7Cu_6 . Атомная структура кластеров биметаллов определялась после замены атомов икосаэдрических кластеров Au_{13} , Cu_{13} и Ni_{13} и оптимизации. Поскольку целью работы является расчет энергий связи с атомом H и сопоставление относительных изменений спроектированных плотностей состояний (PDOS) атомов при адсорбции, при расчете взаимодействия атома H с кластером биметалла положение его ато-

мов фиксировалось во избежание возможных переходов между изомерами.

Результаты и обсуждение

Таблица 1. Параметры кластеров Au_nM_m ($n+m=13$, $M=Ni, Cu$) и их взаимодействия с H, R_b , E_b – энергия и длина связи с атомом H, S – одно-, двух- или трехцентровое положение (сайт) адсорбированного атома H, d_c – центр d-зоны для кластеров без H, Δd – сдвиг d-зоны, + - вниз, - - вверх, q_{Mull} – заряд атома по Малликену. Верхние индексы для значений R_b это сайт адсорбата, 1 – на примесном атоме, 2 – на соседнем атоме, $i1(2)$ – на интерфейсе янус-кластеров, $v1(2)$ – на вершине янус-кластеров.

Кластер	$R_b, \text{Å}$	$E_b, \text{эВ}$	S	$d_c, \text{эВ}$	Δd	q_{Mull}, e
Au_{13}	1.75	-3.20	2	-2.85	0.42	0.0
Ni_{13}	1.75	-3.33	3	-0.028	0.017	0.0
Cu_{13}	1.75	-3.29	3	-0.45	0.52	0.0
$Au_{12}Ni_1$	1.75 ¹	-3.20	2	-2.80	0.48	-0.04(Au)
	1.57 ²	-3.16	1	-2.78	0.64	+0.48(Ni)
Au_7Ni_6	1.61(Ni)	-2.87	2	0.36	0.12	-0.32(Au)
	1.81(Au) ¹			-2.69	0.28	
	1.60 ²	-2.80	1	-2.69	0.60	+0.37(Ni)
$Ni_{12}Au_1$	1.60 ¹	-3.02	1	-3.02	0.37	-0.24(Au)
	1.75 ²	-3.35	3	-0.022	0.02	+0.02(Ni)
$janAu_7Ni_6$	1.59 ^{v1}	-2.53	1	-3.20	0.83	-0.13(Au) +0.15(Ni)
	1.59 ⁱ¹	-3.15	1	-2.87	0.63	
	1.73 ^{v2}	-3.52	2	-0.039	0.056	
	1.73 ⁱ²	-3.46	3	-0.064	0.076	
$janNi_7Au_6$	1.58 ^{v1}	-3.02	1	-3.15	0.05	-0.11(Au) +0.10(Ni)
	1.59 ⁱ¹	-3.08	1	-3.12	0.38	
	1.74 ^{v2}	-3.44	3	0.089	0.071	
	1.74 ⁱ²	-3.44	3	0.084	0.072	
$Au_{12}Cu_1$	1.57 ^{1,2}	-3.16	1	-2.83	0.59	-0.03(Au) +0.34(Cu)
Au_7Cu_6	1.59(Au) ¹	-3.09	1	-3.20	0.47	-0.26(Au)

	1.66(Cu) 1.73(Au) ²	-2.90	2	-0.86 -3.27	0.13 -0.01	+0.31(Cu)
Cu ₁₂ Au ₁	1.60 ¹	-3.00	1	-3.16	0.56	-0.44(Au)
	1.74 ²	-3.33	3	-0.83	0.25	+0.04(Cu)
janAu ₇ Cu ₆	1.57 ^{v1}	-3.18	1	-2.74	0.39	-0.13(Au) +0.15(Cu)
	1.57 ¹¹	-3.23	1	-2.83	0.61	
	1.74 ^{v2}	-3.37	3	-0.50	0.34	
	1.67 ¹²	-3.25	2	-0.52	0.38	
janCu ₇ Au ₇	1.57 ^{v1}	-3.00	1	-2.83	0.37	-0.13(Au) +0.11(Cu)
	1.58 ¹¹	-3.16	1	-2.93	0.68	
	1.73 ^{v2}	-3.40	3	-0.66	0.25	
	1.73 ¹²	-3.40	3	-0.66	0.26	

В рамках модели резонансной хемосорбции ключевым фактором при адсорбции атома Н на кластерах Au₁₃, Cu₁₃, Ni₁₃ является дефект резонанса |ε_d-ε_a| [8]. Связывающее σ и антисвязывающее σ* состояния d-орбиталей Au₁₃ и Cu₁₃ и s-орбиталей атомов Н заполнены, поскольку d-орбитали атомов Au и Cu лежат ниже уровня Ферми (рис.1а, б). Антисвязывающее состояние σ* для кластера Ni₁₃ лежит выше уровня Ферми (рис. 1в) и дефект резонанса больше, что приводит к увеличению энергии связи кластера Ni₁₃ с атомом Н (табл. 1).

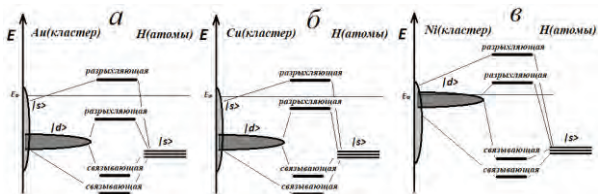


Рис. 1. Электронное строение адсорбционных комплексов Au, Cu и Ni с атомами Н, а – Au, б – Cu, в – Ni

Установлено, что вследствие перераспределения электронной плотности в кластерах биметаллов атом Au приобретает отрицательный заряд, а атомы Ni/Cu – положительный, что делает сайты в их окрестности нестабильными (рис. 2 б, г). При этом электронная структура атомов качественно изменяется так же, как и в кластерах Au₁₃, Cu₁₃, Ni₁₃ (рис. 2), что коррелируют с экспериментальными данными по адсорбции Н на наноструктурированных покрытиях Au-Ni и Au-Cu, исследованных с помощью СТМ [2, 3]. Энергия связи атомов Н уменьшается в окрестности атомов Au и увеличивается в окрестностях атомов Ni/Cu (табл. 1), что может привести к накоплению Н на подсистеме Ni/Cu и улучшить реакционную способность подсистемы Au, поскольку промежуточным реагентами или побочным продуктам будет проще вступить в реакцию или десорбироваться с поверхности.

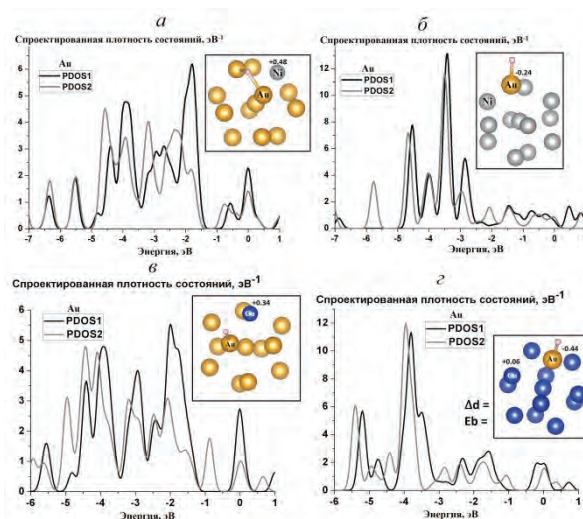


Рис. 2. PDOS кластеров Au_nM_m (n+m=13, M=Ni, Cu) при адсорбции атома Н, а – на атоме Au кластера Au₁₂Ni₁, б – на атоме Au кластера Ni₁₂Au₁, в – на атоме Au кластера Au₁₂Cu₁, г – на атоме Au кластера Cu₁₂Au₁

Вывод

В результате DFT- моделирования взаимодействия кластеров Au-Ni и Au-Cu с атомарным Н установлено, что внедрение атомов Ni/Cu в кластер Au может улучшить реакционную способность подсистемы Au.

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер государственной регистрации темы АААА-А17-117111600093-8), а также частичного финансирования РФФИ (грант № 20-03-00419). Расчеты выполнены на базе ресурсов МСЦ РАН.

Литература

1. С.-Н. Tsai et al. // Catal. Today, V. 306, 81 (2018).
2. M.V. Grishin et al. // Rus. J. Phys. Chem. B, V. 38, N. 1, 3 (2019).
3. A. A. Gatin et al. // Nanotechnol. Russ.. V. 13, N. 9–10, 453 (2018).
4. P. Giannozzi et al. // J. Phys. Condens. Matter, V. 21, 395502 (2009).
5. T. Ozaki // Phys. Rev. B., V. 67, 155108 (2003).
6. A.D. Cors // Comput. Mater. Sci., V. 95, 337 (2014).
7. T. Ozaki et al. // Phys. Rev. B., V. 69, N. 19, 195113 (2004).
8. B. Hammer et al. // Surf. Sci., V. 343, 211 (1995).

Возможности метода ВИМС для анализа профиля имплантированного водорода в кремнии и примесного состава структур "кремний на изоляторе"

М.Н. Дроздов^{2,*}, Н.Д. Абросимова¹, С.В. Оболенский^{3,§}, Д.Ю. Зудин¹,
А.Г. Гаранин¹, М.Н. Минеев¹

1 МВЦ, ул. Тропинина, 41В, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН (ФИЦ ИПФ РАН), ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603600

*andnenastik@inbox.ru, §obolensk@rf.unn.ru

Предложена методика количественного анализа высоких концентраций имплантированного водорода в кремнии методом ВИМС, включающая количественную калибровку концентрации атомов водорода и нормировку глубины анализа из времени распыления, как для образцов кремния, так и для структур КНИ со слоями SiO₂-Si. Приведены результаты исследований распределения по глубине имплантированного водорода в кремнии и структурах Si/SiO₂. Определен примесный состав имплантированных структур. Контролировались также латеральная однородность и временная стабильность имплантированных структур различных условий имплантации.

Введение

Структуры «кремний на изоляторе» (КНИ), обладающие неоспоримыми преимуществами перед объемным кремнием за счет повышенной стойкости к термическим, барическим, ионизирующим воздействиям остаются одним из перспективных материалов для полупроводниковой микроэлектроники. Имплантация водорода является одной из ключевых операций при формировании структур КНИ по технологии водородного переноса (SmartCut, DeleCut) и оказывает существенное влияние на качество готовых структур. Целью работы являлось определение профиля концентрации водорода и примесного состава имплантированных структур SiO₂-Si/Si.

Объекты исследований

Объектами исследования служили образцы кремния и структуры SiO₂-Si, имплантированные водородом на глубину от 100 до 1000 нм с энергиями от 30 до 120 кэВ, дозами 5×10¹⁶ см⁻² и 5×10¹⁶ см⁻², а также структуры КНИ, изготовленные по технологии водородного переноса.

Методика определения концентрации водорода

Количественный анализ заключается в определении концентрации элементов в анализируемых об-

разцах. Для элементов примеси следует использовать метод факторов относительной чувствительности. Этот метод основан на линейной зависимости интенсивности вторичных ионов для элементов примеси от их концентрации, что позволяет использовать небольшой набор тестовых структур для калибровки чувствительности в практических исследованиях. Для данной методики использовалась тестовая структура – подложка Si марки КДБ 12, имплантированная ионами водорода H⁺ с энергией 50 кэВ, дозой 4×10¹⁶ см⁻². Имплантация проводилась под углом 90° к поверхности подложки. Профили концентрации атомов водорода (экспериментальный, полученный методом ВИМС, и теоретический, рассчитанный программой TRIM для условий имплантации тестовой структуры) приведены на рисунке 1.

Анализируя данные рисунка 1 можно отметить небольшое расхождение положений максимумов рассчитанного и измеренного профилей, на 6%, что связывается со слабым проявлением эффекта каналирования ионов водорода. Нормировка на элемент матрицы образца проводилась по дозе атомов водорода для определения калибровочного коэффициента для пересчета интенсивности вторичных ионов водорода в концентрацию с использованием изотопа кремния ³⁰Si, для исключения насыщения детектора вторичных ионов при регистрации основного изотопа ²⁸Si, возможного из-за высокой

чувствительности по кремнию в данном режиме измерений. Для определения концентрации атомов водорода N_H в Si по результатам измерений ВИМС использовалась формула:

$$N_H (\text{см}^{-3}) = 4.99 \times 10^{21} I(H)/I(^{30}\text{Si}) \quad (1)$$

где $I(H)$ и $I(^{30}\text{Si})$ – измеренная интенсивность вторичных ионов водорода и кремния.

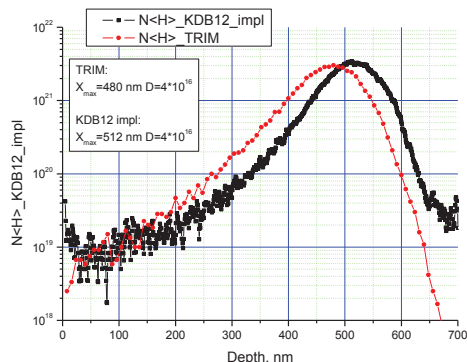


Рис. 1. Профили концентрации атомов водорода, измеренные методом ВИМС в тестовой структуре, и рассчитанные методом TRIM для условий имплантации тестовой структуры

Профиль концентрации атомов водорода по глубине определяется с помощью послойного анализа зависимости интенсивности распыления вторичных ионов от времени распыления $I(t)$. Скорость травления вычислялась из соотношения $S=Z/t$, где S – скорость травления, Z – глубина кратера (была измерена с помощью оптического профилометра Talysurf CCI-2000).

Результаты и обсуждение

Профили концентрации ионов водорода, измеренные методом ВИМС для имплантированного кремния соответствуют теоретически рассчитанным с помощью программы TRIM за исключением имплантации с энергией 120 кэВ. Для энергии имплантации 120 кэВ профиль концентрации водорода имеет некоторую асимметрию и дополнительные максимумы, обусловленные, вероятно, обрат-

ным рассеянием. Концентрация водорода в максимуме составляет порядка 10^{21} см^{-3} . При имплантации водорода через слой SiO_2 профиль концентрации в SiO_2 не соответствует теоретически рассчитанному с помощью программы TRIM. Это выражается, во-первых, в скоплении водорода на границах SiO_2 , распределение водорода в объеме SiO_2 может иметь максимум или монотонно падать в направлении от поверхности. Очень необычным является регистрация вкраплений углерода и кислорода, отсутствовавших на поверхности образца, на глубине около 500 нм (в области максимума профиля N_H). Трехмерная реконструкция вкраплений приведена на рисунке 2. Наиболее вероятным объяснением этих результатов является наличие загрязняющих ионизированных примесей кислорода и углерода в пучке ионов водорода в этих процессах имплантации. Только этим можно объяснить появление примесей С и О вдали от поверхности образца в виде отдельных вкраплений. На поверхности таких образцов наблюдается возникновение дефектов морфологии поверхности в виде ямок глубиной около 280 нм и латеральным размером в несколько микрон.

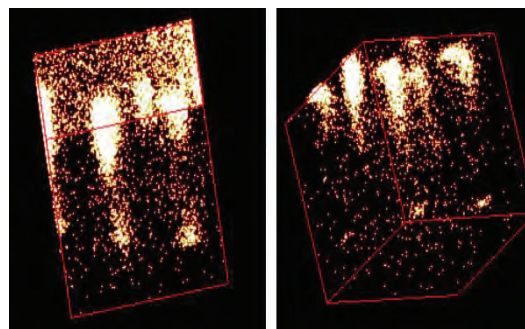


Рис. 2. Трехмерное изображение области анализа во вторичных ионах водорода (слева) и углерода (справа)

Заключение

Профили концентрации водорода, определенные по предложенной методике, совпадают с теоретически рассчитанными для образцов кремния. Для объяснения профилей водорода в SiO_2 требуется коррекция модели, используемой в программе TRIM.

Исследование пространственной модовой структуры в сегментных резонаторах методами сканирующей зондовой микроскопии

М.С. Дунаевский^{1,*}, П.А. Алексеев¹, А. Baranov²

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Institute of Electronics and Systems, UMR 5214 CNRS – University of Montpellier, Montpellier, France

*Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

Выполнены измерения пространственного распределения интенсивности светоизлучения в сегментных резонаторах с помощью зондового метода измерения светочувствительного сдвига частоты. Обнаружено подавление пространственных мод шепчущей галереи, прижатых к скруглённому краю резонатора. В рамках геометрической оптики (метод диаграмм Пуанкаре) дано объяснение этому эффекту. Установлено, что в сегментных и секториальных (четвертинковых) резонаторах может существовать лишь небольшое число устойчивых пространственных мод.

Введение

Лазеры с дисковыми резонаторами в которых существуют моды шепчущей галереи (WGM-моды) вызывают большой интерес, что обусловлено их высокой добротностью [1]. Основным недостатком таких лазеров является ненаправленный вывод излучения. Для достижения направленного вывода излучения необходимо понижать симметрию резонатора и каким-то образом деформировать его [2]. Исследование асимметричных оптических резонаторов и поиск оптимальной геометрии резонатора, позволяющей сочетать высокую добротность и направленный вывод излучения является актуальной задачей. Одной из достаточно простых геометрий, позволяющей получать направленный вывод излучения является полудисковый, сегментный либо секториальный резонатор [3]. Стоит отметить, что зачастую такие резонаторы получаются путем скальвания целых дисковых резонаторов. При этом, как правило, получаются не идеальные полудисковые, а как раз сегментные и секториальные резонаторы.

Описание исследуемых объектов и методов расчёта

В данной работе будут рассмотрены сегментные резонаторы меньшие чем полукруг и секториальные резонаторы меньшие чем четвертинка круга. Эти резонаторы являются частично хаотическими резонаторами, то есть могут содержать как устойчивые моды, так и хаотические моды. Детальное

изучение таких резонаторов до сих пор не было выполнено другими авторами, то есть выполняемое в данной работе исследование содержит некоторый элемент новизны. Исследование возможных устойчивых и неустойчивых мод в сегментных и секториальных резонаторах будет выполнено с использованием методов геометрической оптики. С помощью геометрической оптики будет определена форма пучков лучей, образующих устойчивые моды, а также будут определены предельные углы расходимости для устойчивых мод.

Расчеты в рамках геометрической оптики проводились с применением метода диаграмм Пуанкаре (PSOS-Poincare section of surface). Метод диаграмм Пуанкаре позволяет исследовать устойчивость мод в 2D-резонаторах. PSOS-диаграмма строится следующим образом: 1) Луч запускается в резонатор, 2) определяется положение на границе резонатора S_i в котором луч испытывает отражение, а также угол отражения от границы резонатора Θ_i , 3) затем траектория луча при отражениях от границ резонатора представляется набором точек в фазовом пространстве (S, Θ) [4].

Результаты

С помощью метода диаграмм Пуанкаре выполнено исследование устойчивости мод в сегментных резонаторах в зависимости от параметра отклонения δ/R . Величина δ соответствует расстоянию между хордой и центром рассекаемого диска радиусом R . В получаемых PSOS-диаграммах можно наблюдать

области двух типов: 1) россыпь случайных точек, соответствующая хаотическому движению луча в резонаторе (хаотическое море), 2) островки содержащие замкнутые фигуры, что соответствует устойчивому периодическому движению луча в резонаторе (устойчивые моды). Стоит отметить, что устойчивые пространственные моды формируют в реальном пространстве фигуры похожие на сложенные пополам m -угольники (в случае рационального m получаются сложенные пополам фигуры типа «звезда»). Устойчивые моды в рамках геометрической оптики могут быть охарактеризованы двумя параметрами: 1) числом m и 2) углом расходимости θ . Стоит отметить, что для каждой устойчивой группы мод порядка m существует предельный угол расходимости θ_{\max} .

Выполненные расчеты PSOS-диаграмм указывают на то, что в малых сегментных резонаторах с увеличением δ/R происходит быстрое уменьшение числа устойчивых мод. Так, например, в резонаторе с $\delta/R=0.1$ могут существовать 8 типов устойчивых мод (с m равным 2, 5/2, 8/3, 3, 10/3, 4, 5, 6), а в резонаторе с $\delta/R=0.2$ могут существовать лишь 3 типа устойчивых мод (с m равным 2, 3, 4). Можно сказать, что с увеличением δ/R происходит постепенное поглощение хаотическим морем мод с высоким m . Отметим, что поглощаемые хаотическим морем моды с высоким m - это m -угольники, прижатые к периферии рассекаемого диска и традиционно воспринимаемые как моды шепчущей галереи. То есть, по мере увеличения δ/R происходит хаотизация мод шепчущей галереи и выживают лишь моды достаточно низкого порядка ($m=2,3,4$). Эти моды низкого порядка m отодвинуты от скругленного края резонатора, что согласуется с наблюдаемыми экспериментально результатами [5]. Кроме того, по мере увеличения δ/R происходит уменьшение предельного угла расходимости θ_{\max} для мод порядка m . Как уже было сказано выше, в сегментном резонаторе с $\delta/R=0.2$ могут быть устойчивыми лишь 3 группы пространственных мод: $m=2$, $m=3$, $m=4$. При этом в данном резонаторе для каждой из групп устойчивых мод существует предельный угол расходимости $\theta_{\max}(m=2)=1.5$, $\theta_{\max}(m=3)=0.22$, $\theta_{\max}(m=4)=0.75$.

Стоит отметить, что моды $m=2$ и $m=4$ являются незамкнутыми модами, то есть для этих мод на границе резонатора всегда можно найти «области

выхода» в которых лучи падают на границу резонатора по нормали. При этом свет будет частично выходить наружу и это будет происходить при любом значении показателя преломления n_{res} . В свою очередь, мода $m=3$ является замкнутой модой с полным внутренним отражением. Все области на PSOS-диаграмме соответствующие моде $m=3$ лежат выше чем уровень критического угла полного внутреннего отражения (это происходит при $n_{\text{res}}>2.7$).

В заключение стоит отметить, что результаты расчетов методом диаграмм Пуанкаре позволяют объяснить полученные с помощью СЗМ наблюдения областей светоизлучения [3,5] на сколах сегментных WGM-лазеров. Подавление мод шепчущей галереи, прижатых к скругленному краю резонатора, обусловлено хаотизацией этих мод в сегментных резонаторах. Метод диаграмм Пуанкаре позволяет определить типы устойчивых мод в 2D-резонаторах, а также позволяет определить области выхода излучения из резонатора и соответствующие углы расходимости. Кроме того, анализ PSOS-диаграмм позволяет идентифицировать потенциальные высокодобротные замкнутые моды с полным внутренним отражением и позволяет определять для них диапазон допустимых показателей преломления.

М.С.Д. выражает благодарность за поддержку гранту РФФИ (номер проекта 17-52-16029)

Литература

1. V.V. Sherstnev, A.M. Monakhov, A.P. Astakhova, A.Y. Kislyakova, Yu.P. Yakovlev, N.S. Averkiev, A.Krier, G.Hill // *Semiconductors* 39, 1087 (2005).
2. C. Gmachl, F. Capasso, E.E. Narimanov, J.U. Nockel, A.D. Stone, J. Faist, D.L. Sivco, A.Y. Cho // *Science*, 256, 66 (1998).
3. P.A. Alekseev, M.S. Dunaevskiy, A.M. Monakhov, V.V. Dudelev, G.S. Sokolovskii, R. Arinero, R. Teissier, A.N. Baranov // *Optics Express*, 26, 14433, (2018).
4. J.U. Nöckel, A.D. Stone // *Nature*, 385, 45 (1997).
5. M.S. Dunaevskiy, P.A. Alekseev, A.N. Baranov, A.M. Monakhov, R. Teissier, R. Arinero, P. Girard, A.N. Titkov // *Applied Physics Letters*, 103, 053120 (2013).

Анализ эмиссии электронов с одиночного кремниевого катода в квазивакуумную (воздушную) среду на различном наномасштабе методом атомно-силовой микроскопии

И.Д. Евсиков^{1,*}, С.В. Митько¹, Г.Д. Демин^{1,§}

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

*evsikov.ilija@yandex.ru, §gddemin@gmail.com

В данной работе обсуждается методика анализа эмиссии электронов с одиночного катода в воздушную среду методами атомно-силовой микроскопии. Получены вольт-амперные характеристики одиночного нанокатода, снятые при расстоянии 10 нм между вершиной нанокатода и вершиной измерительного зонда. Полученные результаты указывают на необходимость учета квантово-механических эффектов вблизи поверхности эмиттера, в частности искажения потенциального барьера из-за проникновения электрического поля в поверхностную область эмиттера при расчете тока эмиссии.

Введение

В настоящее время более широкое развитие в мире приобретает разработка устройств вакуумной нанoeлектроники, что связано с их хорошей радиационной стойкостью, возможностью работы при высокой температуре, а также высоким быстродействием (в ТГц диапазоне) вследствие практически полного отсутствия столкновений электронов при их баллистическом транспорте через вакуумный канал проводимости. В свою очередь, рассеяние носителей заряда на кристаллической решетке полупроводников при протекании по ним тока приводит к нежелательному разогреву структуры и возникновению дополнительных дефектов в канале проводимости. Эти паразитные эффекты становятся особенно критичными при переходе к нормам проектирования за пределы 10 нм, а их существование препятствует дальнейшему масштабированию полупроводниковой электроники и требует поиска принципиально новых подходов [1].

Одним из возможных решений обозначенной проблемы является интеграция устройств, принцип работы которых основан на эффекте полевой (автoэлектронной) эмиссии в наноразмерном вакуумном канале с устройствами, созданными с применением кремниевой КМОП технологии. Возможность такой интеграции была продемонстрирована на примере создания прототипов нового класса наноразмерных вакуумных транзисторов с длиной канала 50-100 нм и рабочим напряжением ниже 20 В [2, 3].

Однако, несмотря на все достигнутые успехи, физика полевой эмиссии на наноразмерном масштабе при длине канала от 10 нм и ниже все ещё остается слабо изученной, что создает определенные проблемы для точного проектирования устройств вакуумной нанoeлектроники.

Методика и результаты проведения эксперимента

Методами атомно-силовой микроскопии нами было проведено исследование полевой эмиссии с одиночного кремниевого нанокатода (рисунок 1).

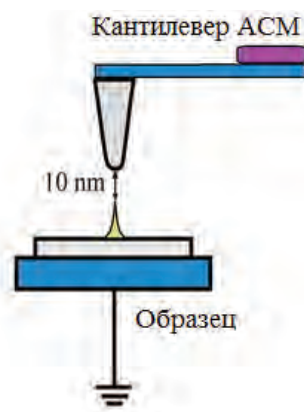


Рис. 1. Схема проведения эксперимента для анализа эмиссии электронов с одиночного нанокатода методом атомно-силовой микроскопии

В качестве образца была взята кремниевая пластина с имеющимся на ней массивом полевых нанокато-

дов острийного типа размером 300x300 эмиттеров. Методика создания массива острийных нанокатодов описана в [2]. Измерения проводились с помощью атомно-силового микроскопа SmartSPM (AIST-NT). При измерениях применялся кантилевер К-ТЕК Nano DCP20 с алмазным покрытием. Расстояние между вершиной катода и вершиной и измерительного зонда при проведении эксперимента составляло менее 20 нм.

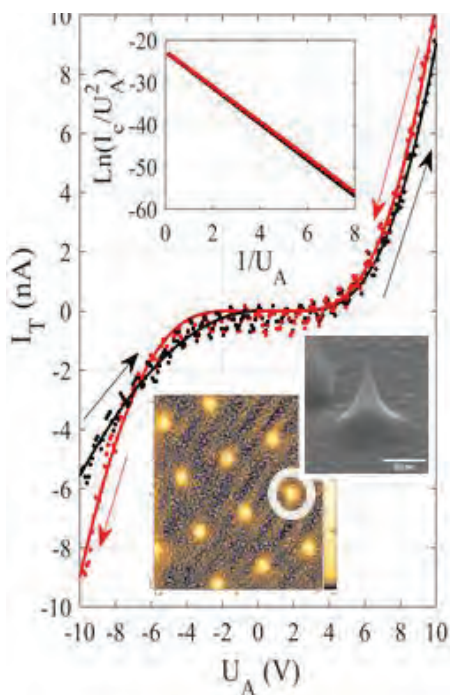


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики одиночного кремниового нанокатода

На рисунке 2 приведены вольт-амперные характеристики одиночного катода, полученные в результате пятиразовой вариации напряжения подаваемого на кантилевер атомно-силового микроскопа в диапазоне от -10 до 10 В (черные и красные точки). Приборный столик с образцом при проведении эксперимента заземлялся. Расстояние между нанокатодом и вершиной измерительного зонда фиксировалось на величине 10 нм. Черная и красная кривые являются аппроксимациями вольт-амперных характеристик при увеличении и уменьшении напряжения на кантилевере. На вставке в верхней части рисунка приведены аппроксимации вольт-амперных характеристик нанокатода, построенные в координатах Фаулера-Нордгейма, для проведения анализа процесса протекания полевой эмиссии и расчёта фактора усиления поля. На вставке в нижней части рисунка приведено изображение рельефа

фрагмента поверхности исследуемой пластины (также на рисунке 3), полученное при помощи атомно-силового микроскопа, и изображение одиночного нанокатода, полученное с использованием растрового электронного микроскопа.

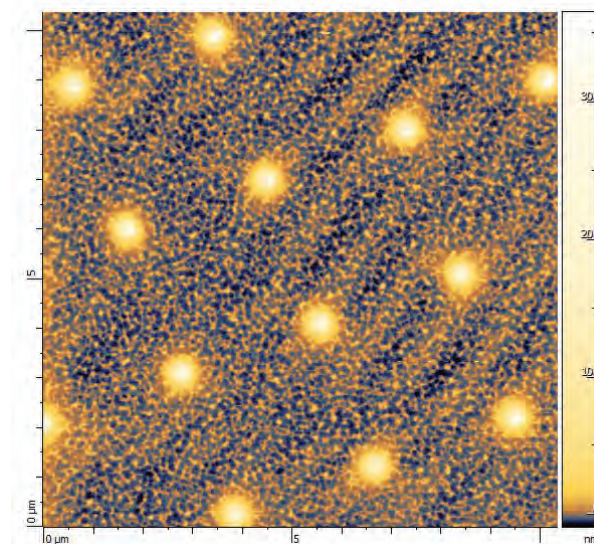


Рис. 3. Карта высот фрагмента поверхности образца

В результате проведения эксперимента было получено, что при достижении максимального напряжения на кантилевере, эмиссионный ток с одиночного кремниового нанокатода достиг величины 10 нА. Рассчитанное из наклона вольт-амперной характеристики в координатах Фаулера-Нордгейма значение фактора усиления поля составило 13.27 , что вполне достаточно для возникновения процесса полевой эмиссии с острия катода.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (проект № 14.578.21.0250, RFMEFI57817X0250) с использованием оборудования ЦКП "Микросистемная техника и электронная компонентная база", поддержанного Минобрнауки России.

Литература

1. J.-W. Han, *et al.* // Nano Lett. Vol. 17. P. 2146-2151 (2017).
2. G. D. Demin, *et al.* // JVST B. Vol. 37. P. 022903 (2019).
3. B. Lepetit // J. Appl. Phys. Vol. 122. P. 215105 (2017).

Измерение магнитотранспорта InAs и InN нанопроволок в присутствии заряженного зонда АСМ

А.А. Жуков^{1,*}, Ch. Blömers^{2,3}, Ch. Volk^{2,3}, A. Winden^{2,3}, H. Hardtdegen^{2,4}, Th.Schaepers^{2,3}

1 Institute of Solid State Physics, RAS, Academician Ossipyan 2, Chernogolovka, 142432.

2 Peter Gruenberg Institut (PGI-9), Forschungszentrum, Juelich, 52425.

3 JARA-Fundamentals of Future Information Technology, Forschungszentrum, Juelich, 52425.

4 Ernst Ruska-Center for Microscopy and Spectroscopy with Electrons (ER-C), Forschungszentrum, Juelich, 52425.

*azhukov@issp.ac.ru

Проведены измерения магнитотранспорта в нанопроволоках InN в присутствии заряженного зонда атомно-силового микроскопа при температуре $T = 4.2$ К. Были обнаружены осцилляции Альтшулера-Ааронова Спивака, которые устойчивы к изменению концентрации носителей в системе. Проведены исследования прозрачности барьеров вблизи интерфейса металл-полупроводник в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Проведены сравнения полученных экспериментальных данных с измерениями, выполненными на ультракороткой нанопроволоке InAs.

Введение

В настоящее время повышенный интерес представляют исследования транспорта в полупроводниковых нанопроволоках/нановискерах, таких как нановискеры InN и InAs. Частично это связано с тем, что в InAs присутствует сильное спин-орбитальное взаимодействие, и данные структуры являются базой для создания систем полупроводник/сверхпроводник для исследования нулевых Майорановских мод. Отличительной особенностью нановискеров InN является форма электронной системы, которая представляет из себя полый цилиндр, с максимальной концентрацией носителей вблизи поверхности нановискера. Авторами работ [1, 2] уже были проведены серии исследований магнитотранспорта в нановискерах InN, однако магнитотранспортные измерения в присутствии заряженного зонда атомно-силового микроскопа (scanning gate microscopy или SGM), позволяющие подробно исследовать локальные особенности магнитотранспорта, проведены не были.

В данном докладе представлены первые эксперименты, выполненные в технике SGM при температуре 4.2 К. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными результатами, проведенными на ультракоротком нановискере InAs.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В эксперименте использовались нановискеры InN, выращенные методом молекулярно-лучевой эпи-

таксии на подложке Si (111) в присутствии высокой концентрации азота при температуре 475°C. Далее, нановискеры были перенесены на подложку SiO₂, расположенной на допированном кремнии, который далее использовался в качестве заднего затвора. Контакты Au/Ti были изготовлены при помощи электронной литографии. Изображения двух образцов, полученных в сканирующем электронном микроскопе представлены на рисунке 1. Первый образец – одиночный вискер InN, диаметр вискера 55 нм, расстояние между контактами составляет 540 нм. Второй образец – два параллельно лежащих вискера. Диаметр каждого вискера 40 нм, а расстояние между металлическими контактами 520 нм.

При температуре $T = 4.2$ К были проведены эксперименты по измерению электронного транспорта в присутствии проводящего острия АСМ как на образце 1, так и на образце 2 при разных напряжениях на заднем затворе. Проводящее острие АСМ было заземлено во всех экспериментах. На образце 1 был обнаружен типичный паттерн, соответствующий универсальным флуктуациям проводимости при близком расположении острия к поверхности (расстояние между острием и поверхностью подложки было $h \sim 180$ нм).

В эксперименте SGM на образце 2 удалось обнаружить проявление слабых потенциальных барьеров на интерфейсе металл/полупроводник для каждого из нановискеров. Было продемонстрировано, что прозрачность барьера существенно повышается при прикладывании внешнего магнитного поля

$B = 1.0$ Т, что связано с тем фактом, что длина сбоя фазы при $T = 4.2$ К в InN ($l_\phi \sim 300$ нм) сравнима с расстоянием между металлическими контактами, см. Рис. 1б.

Следует отметить, что на ультракоротких проволоках InAs, в которых длина сбоя фазы примерно равна расстоянию между контактами, экранировка потенциала заднего затвора, осуществляемая заземленным проводящим острием АСМ, может приводить как к повышению, так и к понижению проводимости всей системы, что существенно образом отличается от ситуации, когда размер образца много больше, чем длина сбоя фазы, когда влияние зонда АСМ на проводимость однозначна.

На рисунке 2 представлен результат измерения магнитотранспорта в образце 2. Видны осцилляции с периодом $\Delta B = 0.25$ Т. Данные осцилляции Альтшулера-Ааронова-Спивака достаточно устойчивы к изменению концентрации носителей в системе. Было показано, что данные осцилляции достаточно устойчивы как к полному изменению концентрации носителей в достаточно широких пределах, осуществляемому прикладыванием напряжения к заднему затвору, так и к локальному изменению концентрации, осуществляемому при помощи проводящего зонда АСМ.

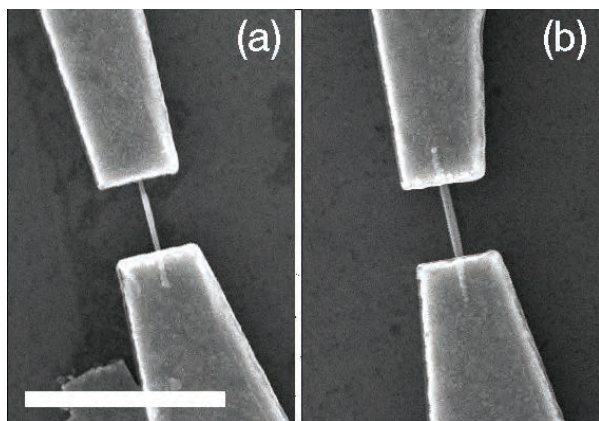


Рис. 1. Изображения образца 1 с одинарным нановискером (а), расстояние между металлическими контактами 540 нм, и образца 2 с двумя параллельно лежащими нановискерами (б), расстояние между металлическими контактами 520 нм, полученные в СЭМ. Горизонтальный прямоугольник на рис. (а) соответствует 1 мкм, масштаб общий для обоих изображений

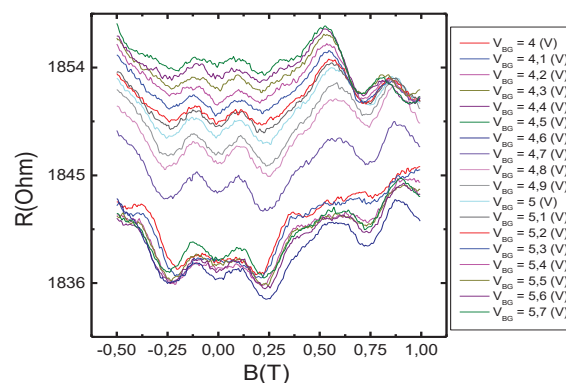


Рис. 2. Зависимость сопротивления от величины внешнего магнитного поля для полевого транзистора, изготовленного из двух параллельно лежащих нанопроволок InN, при различных концентрациях носителей в системе при температуре 4.2 К

Заключение

Была проведена серия экспериментов по измерению магнитотранспорта в нановискерах InN в присутствии заряженного зонда АСМ. Обнаружены осцилляции Альтшулера-Ааронова-Спивака, устойчивые к изменению концентрации носителей в системе как всей системе (при прикладывании дополнительного напряжения к заднему затвору) так и локальному (проведенному при помощи заряженного зонда АСМ). Представлены первые измерения техникой SGM на нановискерах InN. Продемонстрирована возможность получения отклика от каждого из двух параллельно расположенных нановискеров. Показано, что прозрачность слабого потенциального барьера вблизи интерфейса металл-полупроводник может увеличиваться во внешнем магнитном поле. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с экспериментами SGM, проведенными на нановискере InAs.

Работа была выполнена в рамках гос. задания, РФФИ 17-02-00454а, а также программ Президиума РАН.

Литература

1. T. Stoica *et al.* // Nano Lett., V. 6, 1541 (2006).
2. Ch. Blömers *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 92, 132101 (2008).

Возможности метода локальной катодолюминесценции для диагностики наноматериалов

М.В. Заморянская^{1*}, Е.В. Иванова¹, К.Н. Орехова¹, П.А. Дементьев¹, В.А. Кравец¹, Г.А. Гусев¹, А.Н. Трофимов¹

¹ Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д.26, 194021.

*zam@mail.ioffe.ru

В работе предложены методики локальной катодолюминесценции и рентгеноспектрального микроанализа, позволяющие определять состав, толщину и глубину залегания наноразмерных слоев, транспортных свойств наноструктур и наличие ловушек носителей заряда вблизи интерфейсов.

Введение

Методы электронной микроскопии хорошо известны и используются для определения геометрических параметров, локального состава, катодолюминесценции и проводимости наноматериалов и наногетероструктур. В нашей лаборатории разрабатываются оригинальные методики, позволяющие исследовать особенности наноматериалов методами локальной катодолюминесценции (КЛ), рентгеноспектрального микроанализа (РСМА) и динамики поглощенного тока электронного пучка.

Эти методики основаны на исследовании зависимости глубины генерации различных сигналов, возникающих в результате взаимодействия первичного электронного пучка с образцом, от энергии этого пучка.

Определение глубины залегания, толщины и состава наноразмерных слоев

Метод основан на вариации энергии первичного электронного пучка, генерирующего характеристическое рентгеновское излучение. Измерение интенсивности элементов, входящих в состав наноразмерного слоя при различных энергиях электронного пучка позволяет оценить глубину залегания и относительное количество атомов в наноразмерном слое. В этом случае состав слоя будет зависеть от его толщины. Катодолюминесценция наноразмерного слоя так же зависит от его толщины и состава. Это позволяет оценить толщину и состав слоя на основании данных рентгеноспектрального анализа и катодолюминесценции [1].

Исследование транспортных свойств наногетероструктур

Глубина области генерации катодолюминесценции определяется не только областью торможения электронов в образце, но и транспортом образовавшихся носителей заряда до области их рекомбинации. Длина диффузии образовавшихся электронно-дырочных пар зависит от структурного совершенства слоев, концентрации протяженных и точечных дефектов, качества интерфейсов, дизайна структуры и т.д. Соответственно, эта величина может быть определена для каждой структуры только экспериментально.

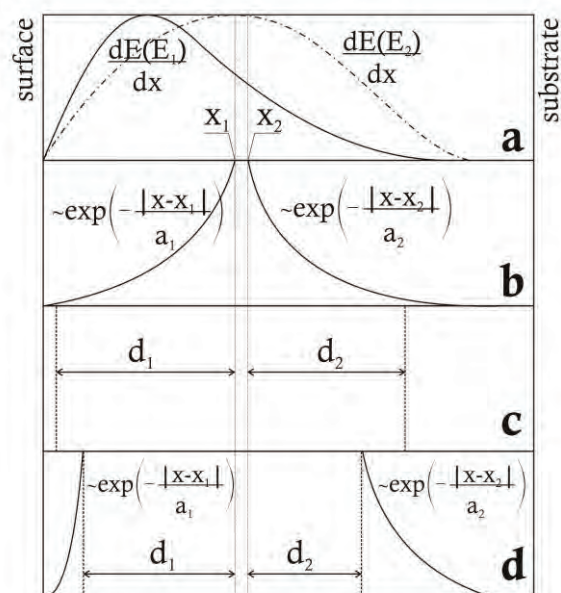


Рис. 1. Возможные области диффузии носителей заряда к наноразмерному слою

Дизайн светодиодных, лазерных и транзисторных структур проектируется таким образом, чтобы образовавшиеся электронно-дырочные пары направленно диффундировали к наноразмерному (NL) слою. В связи с этим, если наноразмерный слой расположен на некоторой глубине в образце, то при условии высокого качества структуры люминесценция, связанная с наноразмерным слоем, будет наблюдаться даже в том случае, если электроны первичного электронного пучка не достигают глубины залегания наноразмерного слоя. Исследование изменения спектров катодоллюминесценции в зависимости от энергии первичного электронного пучка позволяет оценить транспортные свойства наногетероструктуры в направлении, перпендикулярном ее росту. Оценка транспортных свойств структуры проводится на основании сравнения экспериментальных зависимостей с модельными кривыми [2].

Изучение ловушечных состояний в многослойных структурах

При облучении образцов электронным пучком часть электронов обратно рассеивается от образца, другая часть электронов проникает в образец и возбуждает его электронную подсистему. Более 90% энергии первичных электронов, за исключением обраторассеянных, расходуется на образование электронно-дырочных пар. После торможения избыточные электроны стекают с образца, и формируют так называемый поглощенный ток, регистрируемый прибором. Была разработана система, позволяющая регистрировать динамику изменения поглощенного тока. На металлических образцах с высокой электропроводностью наблюдается практически мгновенное (быстрее 1 мс) изменение величины поглощенного тока после включения электронного пучка. Однако, если в образце есть ловушки электронов или дырок, то часть носителей заряда может быть захвачена этими ловушками. Этот процесс влияет как на динамику поглощенного тока, так и на динамику интенсивности полос катодоллюминесценции, если они связаны с ловушками. Динамика поглощенного тока может иметь сложный характер в зависимости от типа ловушек. Если в образце есть электронные ловушки, то с момента начала облучения образца электронным пучком они захватывают электроны. Это приводит к тому, что в начальный момент времени поглощенный ток, измеряемый наноамперметром,

может быть существенно меньше, чем для аналогичного образца без электронных ловушек. При дальнейшем облучении образца электронным пучком количество свободных электронных ловушек уменьшается, соответственно, уменьшается и количество захваченных электронов, тогда поглощенный ток увеличивается. Если в образце имеются дырочные ловушки, то в начальный момент после включения электронного пучка поглощенный ток образца может быть выше, чем для аналогичного образца без дырочных довушек за счет образования дополнительных свободных электронов. При дальнейшем облучении образца дырочные ловушки будут заполняться, что приведет к падению поглощенного тока до стабильного значения, при котором процесс захвата и освобождения дырок будут компенсировать друг друга. Время изменения поглощенного тока зависит от вероятности захвата носителей заряда ловушками, а относительное изменение величины поглощенного тока с момента включения электронного пучка до его стабилизации пропорционально количеству ловушек. В общем виде зависимости поглощенного тока от времени облучения электронным пучком для образца, содержащего по одному типу электронных и дырочных ловушек может быть описано следующим образом:

$$J = J_0 - A_1 \exp(-t/\tau_1) + A_2 \exp(-t/\tau_2), \quad (\Phi 1)$$

где экспонента $A_1 \cdot \exp(-t/\tau_1)$ описывает вклад электронных ловушек, а экспонента $A_2 \cdot \exp(-t/\tau_2)$ – вклад дырочных ловушек. Коэффициенты A_1 и A_2 пропорциональны содержанию ловушек в образце, а $1/\tau_1$ и $1/\tau_2$ – вероятность захвата электронов и дырок ловушками, соответственно. Следует заметить, что ловушек для носителей обоих знаков может быть несколько типов и, соответственно, экспериментальные зависимости могут быть существенно сложнее [3].

Литература

1. M.B. Karavaev, E.V. Ivanova, T.B. Popova, *et al.*// Superlattices Microstruct., v.122, pp. 516-521 (2019).
2. Zamoryanskaya, MV; Ivanova, EV; Orekhova, KN; *et al.*// AIP Conf. Proc., v.2064, 1, pp: #040007-1 - #040007-5 (2019).
3. П.А. Дементьев, Е.В. Иванова, М.В. Заморянская, //ФТТ, т.61, В. 8, стр. 1448-1454 (2019).

Самосборка и термические свойства дипептидов

С.А. Зиганшина^{1,*}, А.А. Бухараев¹, М.А. Зиганшин²

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Химический институт им А.М. Бутлерова, Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

*sufia@mail.ru

В настоящей работе методом атомно-силовой микроскопии визуализировано влияние температуры на морфологию аморфной пленки дипептида и изучена самосборка линейных и циклических дипептидов. Продемонстрировано влияние концентрации дипептида в растворе на результаты самосборки.

Введение

Короткоцепные олигопептиды, способные к самосборке с образованием различных наноструктур, в настоящее время являются предметом интенсивного исследования. На основе дипептидов могут быть получены пористые кристаллы, обладающие свойствами цеолитов, биосовместимые материалы с биологической активностью и повышенной термостабильностью, супергидрофобные покрытия и люминесцентные наноструктуры. Структуры на основе дипептидов применяются при решении задач медицины, энергетики, экологии, оптики и различных технологий. Одним из популярных способов получения микро- и наноструктур на основе дипептидов является термическая обработка их порошков и пленок. При этом зачастую не учитывается возможность протекания химической реакции в твердой фазе дипептида, а изменение свойств и морфологии наноструктур объясняется в рамках фазового перехода.

В настоящей работе с помощью метода атомно-силовой микроскопии изучено влияние температуры на морфологию пленки дипептида L-лейцил-L-лейцин, изучена самосборка линейных и циклических дипептидов: дифенилаланин и цикло(дифенилаланил), L-лейцил-L-лейцин и цикло(лейцил-лейцил), L-изолейцил-L-аланин и цикло(изолейцил-аланил).

Методика эксперимента

Были использованы дипептиды дифенилаланин **FF** и цикло(дифенилаланил) **цикло(FF)** (Chem-Impex), L-лейцил-L-лейцин **LL** и L-изолейцил-L-аланин **IA** (Bachem). Циклические дипептиды цикло(дифенилаланил) **цикло(FF)**, цикло(лейцил-лейцил) **цик-**

ло(**LL**) и цикло(изолейцил-аланил) **цикло(IA)** были синтезированы, как описано в работах [1-3].

АСМ изображения были получены с помощью атомно-силовых микроскопов Solver P47 Pro и Titanium (НТ-МДТ, Россия). Измерения проводились на воздухе в полуконтактном режиме с использованием кантилеверов NSG - 11 или CNG с резонансной частотой колебания 115 – 190 кГц (НТ-МДТ, Россия). Частота сканирования составляла 1 Гц. Пленки дипептидов диаметром 3 – 5 мм готовили из раствора в гексафтор-2-пропанол (ГФИП) или метаноле на поверхности высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ).

Результаты и обсуждение

С помощью атомно-силовой микроскопии было визуализировано влияние температуры на состояние пленки **LL** Рисунок 1.

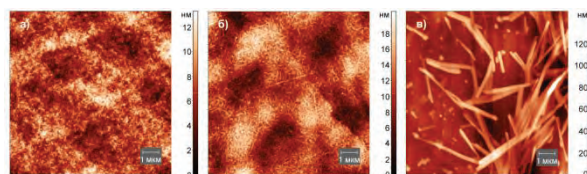


Рис. 1. АСМ изображения поверхности пленки **LL**, нанесенной на ВОПГ а) из раствора в ГФИП, б) этой же пленки после нагрева до 145 °С и в) до 200 °С

В результате нагревания аморфной пленки дипептида, полученной на поверхности ВОПГ из ГФИП, до 145 °С на ее поверхности появились хаотично расположенные объекты, похожие на короткие волоски длиной 240 – 600 нм. Этот процесс обусловлен уходом адсорбционной воды из фазы дипептида и формированием межмолекулярных связей дипептид-дипептид. В результате нагрева пленки до 200 °С на ее поверхности образовались плоские

пластины шириной 200 – 300 нм, толщиной 30 – 70 нм и длиной более 1000 нм. Похожые пластинки формируются в результате самосборки *цикло(LL)* из раствора в ГФИП на поверхности ВОПГ при 298 К Рисунок 2.

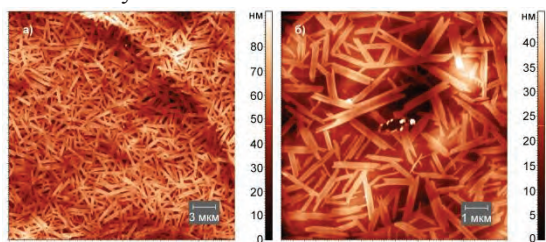


Рис. 2. АСМ изображения поверхности пленки *цикло(LL)*, нанесенной на ВОПГ из раствора в ГФИП, с различным увеличением

Таким образом, можно утверждать, что изменение морфологии поверхности пленки дипептида *LL* при нагревании до 200°C является следствием протекания твердофазной реакции с образованием циклического дипептида.

При изучении самосборки дипептидов *FF* и *цикло(дифенилаланил)* было установлено, что линейный дипептид формирует крупные дендритные кристаллы диаметром от 4 до 15 мкм Рисунок 3.

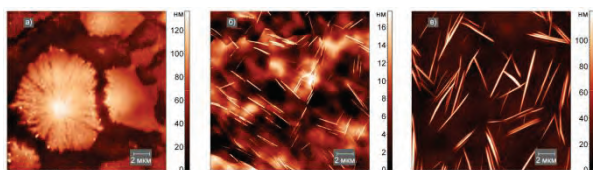


Рис. 3. АСМ изображения поверхности (а) *FF*, (б, в) *цикло(FF)* пленок, нанесенных на ВОПГ из раствора в метаноле, $T = 298$ К

В случае коммерчески доступного *цикло(FF)* на поверхности пленки были обнаружены наностержни длиной 1,2 – 4,0 мкм, шириной 150–280 нм и высотой 7 – 20 нм. Похожие структуры были обнаружены в результате самосборки *цикло(FF)*, синтезированного в настоящей работе. В последнем случае длина, ширина и высота наностержней составила 2,3 – 8,2 мкм, 200 – 520 нм и 30 – 120 нм соответственно.

АСМ изображения пленок дипептидов *IA* и *цикло(IA)* из раствора в ГФИП показаны на Рисунке 4. Концентрация дипептидов в растворе ГФИП составляла 2 мг/мл (*IA*) и 1 мг/мл *цикло(IA)*. Гладкая аморфная пленка линейного дипептида образуется на поверхности ВОПГ. Среднеквадратичная шероховатость поверхности составляет 2,3 нм. В случае *цикло(IA)* были обнаружены пластины длиной

900 нм – 2,3 мкм, шириной 120 – 500 нм и высотой 5 – 16 нм. Все пластины имеют сложную структуру и состоят из более мелких вытянутых объектов длиной 110 – 200 нм и шириной 40 – 60 нм. Пластины пересекаются под углами 60 – 64°, образуя треугольники или параллелепипеды.

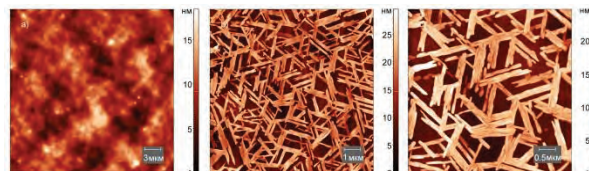


Рис. 4. АСМ изображения поверхности пленок а) *IA* и б), в) *цикло(IA)*, нанесенных на поверхность ВОПГ из раствора ГФИП

Увеличение концентрации *IA* в ГФИП до 20 мг/мл и *цикло(IA)* до 2 мг/мл привело к образованию сферических объектов диаметром 60 – 450 нм и высотой 5 – 45 нм (линейный дипептид) и пластин длиной 3 – 12 мкм, шириной 0,4 – 1,5 мкм и высотой 45 – 110 нм (циклический дипептид) Рисунок 5. Поверхность широких пластин имеет форму полутруб с углублением шириной 230 – 520 нм и глубиной 15 – 35 нм.

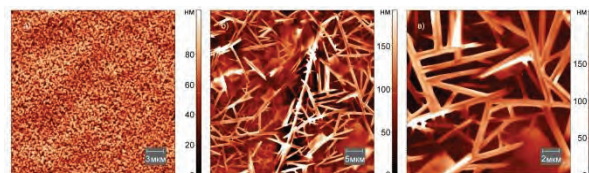


Рис. 5. АСМ изображения поверхности пленок а) *IA* и б), в) *цикло(IA)*, нанесенных на поверхность ВОПГ из раствора ГФИП с повышенной концентрацией

Полученные результаты объясняют изменения свойств наноструктур на основе дипептидов после нагревания и могут быть использованы для разработки методик получения наноматериалов на их основе.

Литература

1. М.А. Ziganshin, A.V. Gerasimov, S.A. Ziganshina *et al.* // J. Therm. Anal. Calorim., V. 125, 905, (2016).
2. М.А. Ziganshin, A.S. Safiullina, A.V. Gerasimov, *et al.* // J. Phys. Chem. B., V. 121, 8603, (2017).
3. R.A. Larionov, A.V. Gerasimov, S.A. Ziganshina *et al.* // J. Pept. Sci., V. 25, e3177, (2019).

Визуализация ксерогелей на основе дипептида *цикло(лейцил-лейцил)*

С.А. Зиганшина^{1,*}, А.А. Бухараев¹, А.С. Сафиуллина², М.А. Зиганшин²

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Химический институт им А.М. Бутлерова, Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

*sufia@mail.ru

В настоящей работе изучено гелеобразование дипептида *цикло(лейцил-лейцил)* в органических растворителях различных классов методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопий. Установлено, что вода, содержащаяся в органических растворителях, является ключевым фактором, обеспечивающим самосборку молекул дипептида с образованием гелей.

Введение

Супрамолекулярные гели, сформированные за счет межмолекулярных взаимодействий, представляют собой класс мягких веществ с перспективными применениями в области материаловедения. Большой интерес вызывают физические гели, образованные низкомолекулярными гелеобразователями (НМГ). В качестве перспективных НМГ рассматриваются циклические дипептиды, поскольку их молекулы обладают большим количеством центров, способных к межмолекулярным взаимодействиям, а гели на их основе являются биосовместимыми.

Вместе с тем до сих пор остаётся нерешённой фундаментальная проблема, связанная с определением условий формирования гелей. Не существует подходов к предсказанию типа растворителей, включая бинарные, которые могут образовывать гели с циклическими дипептидами.

Целью настоящей работы было изучение гелеобразования с участием циклического дипептида *цикло(лейцил-лейцил)* в необычных системах, в которых ранее гели на основе этого дипептида получить не удавалось. Были определены условия формирования стабильных органогелей данного дипептида, молекулярная организация которых была изучена методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопий. Продемонстрирована особая роль воды в качестве необходимого структурного элемента, инициирующего самосборку молекул дипептида с образованием гелей.

Методика эксперимента

Дипептид *цикло(лейцил-лейцил)* был синтезирован как описано в работе [1]. АСМ изображения были

получены с помощью атомно-силового микроскопа Titanium (НТ-МДТ, Россия). Измерения проводились на воздухе в полуконтактном режиме с использованием кантилеверов CNG с резонансной частотой колебания 115 – 190 кГц (НТ-МДТ, Россия). СЭМ изображения регистрировали с использованием сканирующего электронного микроскопа Evo 50 (Carl Zeiss, Германия) при 1 – 5 кВ. Все образцы были покрыты проводящим слоем из сплава 80/20 Au/Pd в камере вакуумного аппарата Quorum Q 150T ES. Толщина напыления 15 нм.

Пленки дипептида диаметром 3 мм были получены из органогелей на поверхности кремниевых пластинок в результате удаления растворителя в потоке теплого воздуха (45°C).

Результаты и обсуждение

Было изучено гелеобразование *цикло(лейцил-лейцила)* с органическими растворителями без и с добавлением воды при комнатной температуре. Установлено, что в отсутствие добавленной в систему воды изученный дипептид образует стабильные органогели в ароматических растворителях (бензол, толуол, ксилол), но не способен к гелеобразованию в алифатических растворителях (гексан, гептан, циклогексан). Примеры АСМ изображений высушенных гелей (ксерогелей) из бензола и толуола без добавления воды показаны на Рисунке 1.

По данным АСМ в структуре ксерогеля из бензола были обнаружены три типа объектов: тонкие волокна толщиной 200 – 400 нм, пучки (толщиной около 800 нм), переплетенные из отдельных волокон, и ленты шириной 2,2 мкм. Отдельные волокна могут быть скручены.

Добавление к ароматическим углеводородам (1 мл) воды (10 мкл) ускоряет процесс гелеобразования и уменьшает количество дипептида, необходимое для

формирования стабильного органогеля без существенного изменения морфологии ксерогеля.

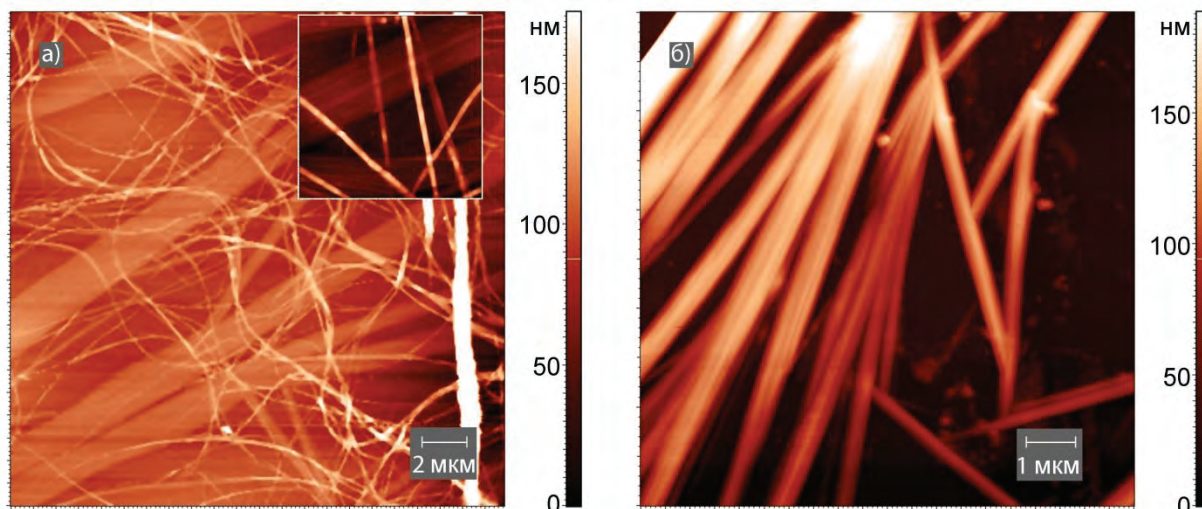


Рис. 1. АСМ изображения высушенных гелей *цикло(лейцил-лейцила)* из (а) бензола, (б) толуола

Было установлено, что в присутствии воды *цикло(лейцил-лейцил)* также образует органогели и с

алифатическими углеводородами Рисунок 2, ранее в литературе считавшиеся не существующими [2].

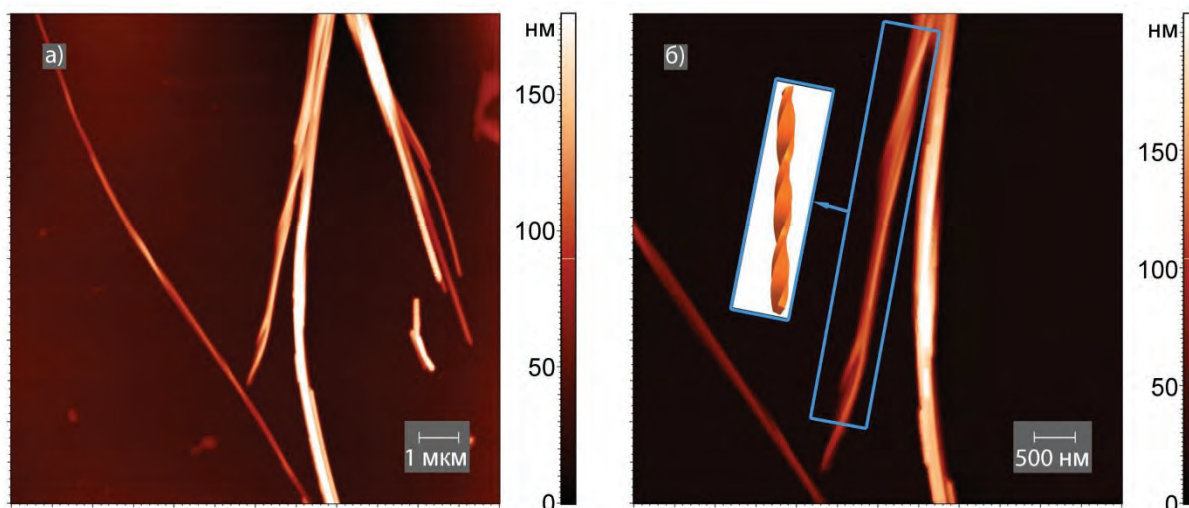


Рис. 2. АСМ изображения высушенных гелей *цикло(лейцил-лейцила)* из циклогексана (1 мл) в присутствии воды (50 мкл)

Ксерогель, образованный из циклогексана, состоит из отдельных волокон толщиной 200–300 нм и скрученных волокон толщиной 500–600 нм.

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о структурообразующей роли воды при формировании органогелей с участием *цикло(лейцил-лейцила)*. В присутствии избытка воды этот дипептид способен образовывать органогели с линейными и циклическими алканами.

Можно предположить, что молекулы воды образуют мостиковые связи между молекулами дипепти-

да, что в свою очередь обеспечивает увеличение вариантов их взаимного расположения в пространстве и способствует появлению разветвленной фибриллярной структуры, являющейся основой геля.

Литература

1. M.A. Ziganshin, A.S. Safiullina, A.V. Gerasimov, et al. // J. Phys. Chem. B., V. 121, 8603, (2017).
2. K. Hanabusa, M. Matsumoto, M. Kimura et al. // J. Colloid Interface Sci., V. 224, 231, (2000).

Влияние подложки на самосборку глицил-глицина в тонких пленках под действием паров органических соединений

С.А. Зиганшина^{1,*}, А.С. Морозова¹, А.А. Бухараев¹, М.А. Зиганшин²

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Химический институт им А.М. Бутлерова, Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

*sufia@mail.ru

Обнаружено аддитивное и антагонистическое влияние подложки и паров органических соединений на морфологию пленки глицил-глицина. Показано, что направление совместного действия этих факторов зависит от способности органического соединения к образованию водородных связей. Сильные протонодоноры и протоноакцепторы способны преодолеть взаимодействие молекул дипептида с поверхностью подложки и изменить морфологию пленки.

Введение

Нано- и микрокристаллические поверхности активно изучаются в настоящее время, поскольку морфология таких поверхностей может оказывать сильное влияние на её физико-химические свойства [1]. Такие исследования важны как для развития теоретических знаний [2], так и для практического применения, например, для разработки новых лекарственных форм фармацевтических препаратов [3].

Популярным объектом для таких исследований является простейшая аминокислота глицин [4], который способен к формированию различных полиморфных модификаций в зависимости от многочисленных факторов и экспериментальных условий [5].

Эта особенность глицина значительно усложняет изучение связи морфологии поверхности кристалла с его свойствами, а также ограничивает возможность получения поверхности с заданной морфологией.

Проблему полиморфизма глицина можно упростить, заменив глицин на дипептид глицил-глицин, который в подавляющем большинстве случаев независимо от внешних условий образует наиболее устойчивый альфа-полиморф [6].

В настоящей работе продемонстрирована возможность получения пленок альфа-полиморфа глицил-глицина с различной морфологией, в результате насыщения аморфной пленки дипептида, нанесенной на различные подложки, парами органических соединений.

Методика эксперимента

АСМ изображения были получены с помощью атомно-силовых микроскопов Solver P47 Pro и Titanium (НТ-МДТ, Россия). Измерения проводились на воздухе в прерывисто-контактном режиме с использованием кантилеверов NSG - 11 или CNG с резонансной частотой колебания 115 – 190 кГц (НТ-МДТ, Россия).

Пленки дипептида наносили на предварительно очищенные поверхности подложек (гидрофобный высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ), гидрофильная слюда и гидрофильный монокристаллический кремний) из раствора в смеси вода : метанол 1:1 (об./об.). После удаления растворителей получали АСМ изображения. Далее пленки насыщались парами органических соединений в течение 1 часа, затем осушались в токе воздуха (45°C) и использовались для получения АСМ изображения.

Результаты и обсуждение

Было обнаружено, что в одинаковых условиях на поверхности ВОПГ и слюды формируются аморфные пленки дипептида, а на поверхности кремниевой пластинки были обнаружены удлинённые объектов с зауженными концами длиной от 200 до 600 нм и шириной в средней части от 100 до 200 нм Рисунок 1. Среднеквадратичная шероховатость на скане 10×10 мкм² составляет 1,2 ± 0,1 нм (ВОПГ), на скане 7×7 мкм² 4,0 ± 0,2 нм (слюда).

Для получения аморфной пленки на поверхности кремниевой пластинки была использована методи-

ка быстрого удаления растворителя путем продувки капли раствора потоком теплого воздуха (45°C) до её полного высыхания.

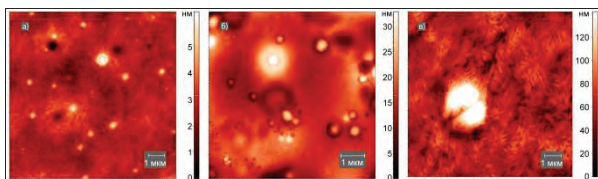


Рис. 1. АСМ изображения пленок глицил-глицина, нанесенных на (а) ВОПГ, (б) слюду и (в) кремний

Насыщение аморфных пленок парами метанола привело к формированию на их поверхности пластинчатых кристаллов Рисунок 2. На поверхности ВОПГ образуются крупные структуры диаметром 1,5 – 4 мкм. Отдельные кристаллы имеют длину 250 – 1000 нм, ширину 150 – 400 нм и толщину 15 – 140 нм. Пленка, состоящая из кристаллов длиной 100 – 600 нм, шириной 90 – 250 нм, формируется на поверхности слюды. На поверхности кремния образуются кристаллы высотой 70 – 200 нм и шириной 150 – 400 нм в верхней грани, а также более крупные плоские кристаллы шириной 1 – 2,5 мкм.

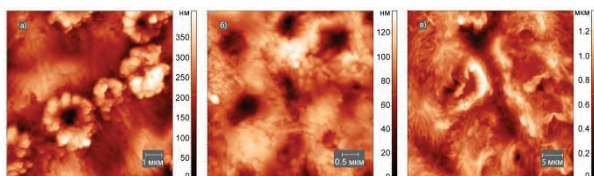


Рис. 2. АСМ изображения пленок глицил-глицина, нанесенных на (а) ВОПГ, (б) слюду и (в) кремний, после насыщения парами метанола

В результате взаимодействия пленок с парами пиридина были обнаружены крупные дендритные кристаллы (ВОПГ), крупные плоские кристаллы (слюда) и чешуйчатые структуры (кремний) Рисунок 3.

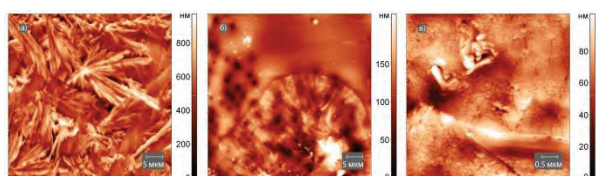


Рис. 3. АСМ изображения пленок глицил-глицина, нанесенных на (а) ВОПГ, (б) слюду и (в) кремний, после насыщения парами пиридина

Насыщение пленок дипептида парами слабого протонного акцептора ацетонитрила приводит к образованию на поверхности ВОПГ кристаллических объек-

тов разного размера и формы и ячеистых структур на поверхности кремниевой пластинки, при этом никакого влияния на морфологию пленки, нанесенной на поверхность слюды, обнаружено не было Рисунок 4.

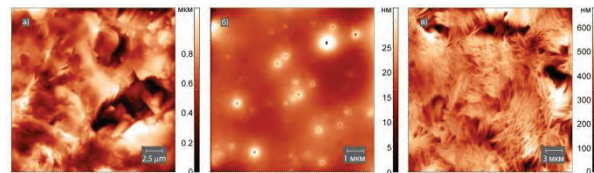


Рис. 4. АСМ изображения пленок глицил-глицина, нанесенных на (а) ВОПГ, (б) слюду и (в) кремний, после насыщения парами ацетонитрила

Кристаллизация пленок на всех типах подложек также наблюдалась после их взаимодействия с парами этанола. Насыщение пленок парами хлороформа или дихлорметана не оказывает влияния на их морфологию.

Полученные результаты показывают, что слюда препятствует образованию структур на поверхности аморфной пленки глицил-глицина при взаимодействии с органическими парами (антагонизм) в отличие от ВОПГ и кремния (аддитивность). Такое влияние слюды способны преодолевать сильные протонные доноры (метанол, этанол) или протонные акцепторы (пиридин). Слабый протонный акцептор ацетонитрил способен инициировать самосборку дипептида в тонкой пленке, нанесенной только на ВОПГ и кремний (аддитивный эффект).

Литература

1. X. Yang, A.S. Myerson // *CrystEngComm*, V. 17, 723 (2015).
2. V.S. Bystrov, E. Seyedhosseini, I.K. Bdikin *et al.* // *Ferroelectrics*, V. 496, 28 (2016).
3. X. Yang, T.-Ch. Ong, V.K. Michaelis *et al.* // *CrystEngComm*, V. 17, 6044 (2015).
4. С.Н. Görbitz // *Crystallogr. Rev.*, V. 21, 160 (2015).
5. K. Kim, I. Lee, A. Centrone *et al.* // *J. Am. Chem. Soc.*, V. 131, 18212 (2009).
6. L.H.R. Dos Santos, A. Genoni, P. Macchi // *Acta Crystallogr., Sect. A: Found. Adv.*, V. A70, 532 (2014).

Пленка фуллерита для защиты металлических состояний поверхностной реконструкции на кремнии

А.В. Зотов^{1,2,*}, Д.А. Олянич¹, В.В. Мараров¹, Т.В. Утас¹, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, Д.В. Грузнев¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, А.В. Матецкий^{1,2}, Н.В. Денисов¹, А.А. Саранин^{1,2}

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041.

² Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950.

*zotov@iacp.dvo.ru

В работе было показано, что пленка фуллерита C_{60} является подходящим защитным покрытием, которое позволяет сохранить атомную структуру и электронные свойства двумерного соединения Au-Tl на встроенной границе раздела сэндвич-структуры $C_{60}/(Ti, Au)/Si(111)$. Этот результат демонстрирует принципиальную возможность использования перспективных свойств поверхностных реконструкций металл-кремний в нанозлектронных и спинтронных приборах.

Поверхностные реконструкции металл-кремний (т.е. упорядоченные пленки металлов толщиной атомного масштаба на поверхностях монокристаллического кремния) представляют собой особый класс низкоразмерных материалов. Они могут обладать уникальными свойствами, например, быть сверхпроводниками или двумерными топологическими изоляторами, демонстрировать гигантское спиновое расщепление зон поверхностных состояний. Это делает их потенциально привлекательными для использования в устройствах нанозлектроники и спинтроники.

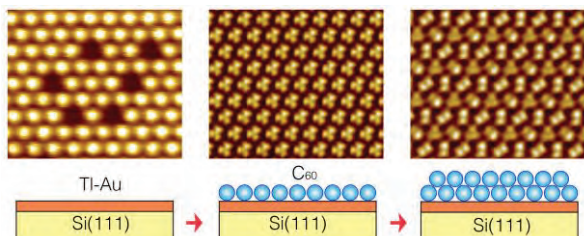


Рис. 1. СТМ изображения, иллюстрирующие изменения в структуре поверхности (Au, Tl)/Si(111) в ходе наращивания на ней однослойной и многослойной пленки фуллерита C_{60}

Однако поверхностные реконструкции стабильны только в условиях сверхвысокого вакуума и разрушаются при выносе их на воздух. Казалось бы, их можно сохранить, закрыв защитным слоем, но и это является нетривиальной задачей, так как поверх-

ностные реконструкции, как правило, разрушаются и при осаждении на них какого-либо материала

В настоящем исследовании, взяв в качестве прототипа двумерное соединение Au-Tl на поверхности Si(111) [1], мы продемонстрировали, что пленка фуллерита, полученная осаждением фуллеренов C_{60} на поверхность этого соединения, решает поставленную задачу [2].

За счет идеального неразрушающего эпитаксиального роста пленки C_{60} на поверхностной реконструкции (Au, Tl)/Si(111) и особенностей их зонной структуры, реконструкция сохраняет под пленкой C_{60} свою атомную структуру и основные металлические свойства, включая демонстрацию эффекта слабой антилокализации в магнитотранспортных измерениях при низкой температуре [2, 3].

Работа поддержана грантом РФФ 19-12-00101.

Литература

1. A.N. Mihalyuk *et al.* // J. Phys. : Condens. Matter, **30**, 025002 (2018).
2. D.A. Olyanich *et al.* // Appl. Surf. Sci., **501**, 1444253 (2020).
3. A.V. Matetskiy *et al.* // Nano Lett., **19**, 570 (2019).

Ловушки в тонких слоях HfO_2 на кремнии и их влияние на люминесцентные свойства

Е.В. Иванова^{1,*}, П.А. Дементьев¹, М.В. Загорянская¹

¹ Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*ivanova@ioffe.mail.ru

В данной работе исследованы процессы накопления и диссипации заряда и их влияния на люминесцентные свойства в тонких пленках HfO_2 на кремнии. В работе был использован метод Кельвин-зонд микроскопии, который позволяет визуализировать процесс диссипации заряда, определять содержание ловушек, их энергию активации, механизмы транспорта заряда по ловушкам. Процессы накопления заряда и влияние зарядового состояния ловушек на люминесценцию исследовались при одновременной регистрации динамики поглощенного тока электронного пучка и интенсивности катодоллюминесценции различных полос. Было показано, что в исследованных образцах транспорт носителей заряда носит чисто диффузионный характер, было продемонстрировано существование промежуточного слоя в исходном образце.

Введение

В настоящее время продолжается поиск и исследование материалов с высокой диэлектрической проницаемостью – high-k диэлектриков. Оксид гафния перспективен в качестве подзатворного диэлектрика в полевых транзисторах, МОП структурах [1, 2], активной среды в приборах флэш памяти [3-5], а также в энергонезависимых элементах резистивной памяти (Resistive Random Access Memory, ReRAM) [4].

Механизм транспорта заряда в high-k диэлектриках является предметом активного изучения [3-6]. Было показано, что в диэлектриках транспорт заряда происходит по дефектам (ловушкам), способным менять зарядовое состояние.

Также было показано, что изменение зарядового состояния ловушек может существенно влиять на собственную и примесную люминесценцию [3, 4].

Для анализа локальных свойств диэлектрических слоев и нанокмполитов в данной работе использовалась сканирующая Кельвин-зонд микроскопия. Этот метод позволяет определять наличие и транспорт локализованных зарядов, разделять вклад зарядов различных знаков.

Процессы накопления заряда и влияние зарядового состояния ловушек на люминесценцию исследовались при одновременной регистрации динамики поглощенного тока электронного пучка и интенсивности катодоллюминесценции различных полос.

Такой подход к исследованию ловушек был предложен авторами и апробирован на пленках диоксида кремния на кремнии [7].

Образцы и методы исследования

Были исследованы плёнки HfO_2 толщиной 40 нм, синтезированные на подложке Si(100) методом атомно-слоевого осаждения (АСО) с системой прекурсоров: ТЕМАН (тетракис (этилметиламид) гафния(IV)) и $\text{Hf}(\text{NCH}_3\text{C}_2\text{H}_5)_4$ в комбинации с H_2O при температуре подложки 250 °С. Затем часть образцов была отожжена непосредственно в реакторе в потоке N_2 в течение 1 часа при температуре 700 °С. После отжига образец медленно остужался в реакторе до комнатной температуры. Ранее в работе [8] была проведена оценка содержания ловушек в этих пленках на основе ВАХ.

Исследования электрофизических свойств образцов проводились методом Кельвин-зонд микроскопии (КЗМ) при помощи атомно-силового микроскопа (АСМ) Ntegra-Aura (NT-MDT, г. Зеленоград, г. Москва) в условиях форвакуума $\sim 10^{-2}$ мбар. Использовались стандартные проводящие АСМ зонды с покрытием из карбида вольфрама (W_2C). На исследуемых образцах были проведены исследования зависимости коэффициента диффузии электронов от температуры, что позволяет определить энергию активации ловушек. Температурный диапазон составлял 300–400 К.

Исследования катодоллюминесцентных свойств пленок и динамики поглощенного тока электронного пучка проводилось на электронно-зондовом микроанализаторе САМЕВАХ (Самеса, Франция), оснащенный оптическим спектрометром оригинальной конструкции для регистрации спектров катодоллюминесценции [9]. Измерения спектров катодоллюминесценции, динамики интенсивности КЛ и поглощенного тока проводились при энергии

электронного пучка от 1 до 2,5 кэВ, токе электронного пучка 3 нА и диаметре 10 мкм. Глубина проникновения электронов первичного электронного пучка с энергией 1 кэВ составляет 20 нм, а с энергией 2,5 кэВ – 50 нм, что позволяет исследовать люминесцентные свойства послойно.

Результаты и обсуждения

Были проведены исследования методом КЗМ пленок до и после высокотемпературного отжига. Обнаружено, что на всех образцах возможно производить изменение зарядовых состояний ловушек путем инъекции в слои зарядов обоих знаков в зависимости от знака внешнего смещения. Для выяснения работающих в данном случае механизмов диссипации был проведен анализ эволюции профилей распределения потенциалов во времени. Для каждого профиля была проведена аппроксимация. Оказалось, что в случае отожженного образца достаточно использовать одну гауссову кривую, в то время как в исходном образце для достижения хорошего соответствия профиль необходимо аппроксимировать суммой двух гауссовых кривых (Рис.1).

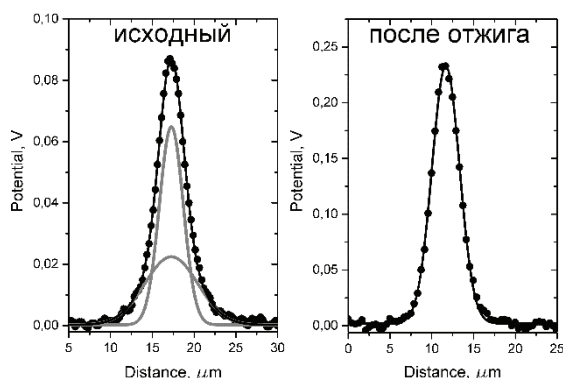


Рис. 1. Профили распределения потенциала в заряженной области для исходного образца и образца после отжига (точки) и их аппроксимация гауссовыми кривыми (линии)

Известно, что в случае КЗМ измерений аппроксимация профиля суммой двух гауссовых кривых говорит о наличии слоев с различным коэффициентом диффузии [10]. Таким образом можно предположить, что в исходном образце наблюдается подслой, скорее всего переходный слой SiO_x , в котором также наблюдается диффузия носителей обоих знаков. Проведенные эксперименты позволили определить энергию активации ловушек для электронов и дырок в данном подслое. Энергия активации составляет $(0,061 \pm 0,006)$ эВ для электронов и

$(0,068 \pm 0,006)$ эВ для дырок, что существенно меньше, чем энергия активации ловушек в пленках SiO_2 толщиной 420 нм [7]. Скорее всего, это связано с толщиной слоя SiO_x , который не превышает нескольких нм.

В случае отожженного образца практически не наблюдается диссипация зарядов по пленке HfO_2 , и основная утечка заряда происходит в подложку, со скоростью, существенно превышающей утечку в подложку в исходном образце. Можно сделать вывод, что наличие тонкого слоя SiO_x приводит к существенному уменьшению утечки заряда в подложку.

В спектрах КЛ пленок HfO_2 наблюдается полоса с максимумом при 2,7 эВ, связанная с вакансией кислорода [8]. Динамика поглощенного тока хорошо согласуется с динамикой затухания интенсивности полосы. Можно предположить, что вакансия кислорода является ловушкой и захватывая электрон, перестает быть люминесцентным центром.

Литература

1. Н. Zhu, J.E. Bonevich, H. Li, C.A. Richter, *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V 104, 233504 (2014).
2. В.А. Гриценко, Д.Р. Исламов. Физика Диэлектрических Пленок: Механизмы Транспорта Заряда Флэш и Физические Основы Приборов Памяти. Изд-во "Параллель", Новосибирск (2017). 352 с.
3. D.R. Islamov, V.A. Gritsenko, C.H. Cheng, A. Chin // *Appl. Phys. Lett.* V. 105, 222901 (2014).
4. V.A. Gritsenko, T.V. Perevalov, D. R. Islamov // *Phys Rep.* V. 613, 1 (2016).
5. S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, *et al.* // *Nature Materials*, V. 3 p. 868-871, (2004).
6. K. Kim, C. Choi, Y. Oh, *et al.* // *Japanese Journal of Applied Physics* V.56, 04CN02 (2017).
7. П.А. Дементьев, Е.В. Иванова, М.В. Заморянская // *ФТТ*, т.61, 8 стр. 1448-1454 (2019).
8. Д.Р. Исламов, В.А. Гриценко, В.Н. Кручинин, *et al.* // *ФТТ*, т.60, 10 стр. 2006-2013 (2018).
9. М.В. Заморянская, С.Г. Конников, А.Н. Заморянский // *ПТЭ*, т.4 стр.62-69 (2004).
10. Е.В. Гущина, М.С. Дунаевский, П.А. Алексеев, *et al.* // *ЖТФ*, т.84, 10 стр. 122-126 (2014).

Создание наноструктур в LiTaO₃ точечным облучением суб-100нм областей в РЭМ

А.И. Ильин*, О.В. Трофимов

Институт проблем технологии микрoэлектроники и особочистых материалов Российской АН, Россия, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 6.

* ilin@iptm.ru

Особенности образования инвертированных доменов в периодических доменных структурах обнаружены при точечном облучении поверхности танталата лития пучком электронов диаметром не более 50нм в РЭМ. Периодические доменные структуры составляли из рядов точек. Облучение одной точки в ряду формировало группу округлых доменов размером от 10 до 250нм. Площадь, занятая доменами, и количество доменов возрастали вместе с дозой внедренного заряда. Плотное расположение доменов и точек облучения в ряду дало возможность создать периодические доменные структуры с субмикронной шириной рядов из доменов диаметром 10 - 200нм

Введение

Создание нелинейных фотонных кристаллов и подложек для волноводных элементов можно эффективно осуществлять в сегнетоэлектрических кристаллах. Инвертированные домены в них сохраняют свои свойства до размеров порядка 20нм [1-2]. В растровом электронном микроскопе (РЭМ) при сканировании электронным лучом по поверхности могут создаваться не только инвертированные домены но и периодические структуры из них. Этот метод формирования структур с произвольным рисунком из доменов происходит в режиме электронной литографии. В работе исследовали образование доменов и доменных структур в танталате лития (ТЛ) после точечного внесения заряда электронным лучом диаметром не более 40-50нм в РЭМ.

Методика эксперимента

Оптически полированные пластины $-Z$ кристалла ТЛ стехиометрического состава толщиной 500 мкм с нанесенной на другой стороне пластины для стока заряда пленкой Al экспонировали электронным лучом по точкам в РЭМ EVO-50. РЭМ был оборудован программным комплексом NanoMaker и катодом из гексаборида лантана. Периодические доменные структуры (ПДС) составляли из рядов точек. Ток луча (I) устанавливали в ячейке Фарадея перед экспонированием. В программе NanoMaker, управляющей лучом, задавали расстояние между точками в ряду и время стояния луча в точке (t). Заряд Q в точке определяли как $Q = t \cdot I$. При фиксированных значениях ускоряющего напряжения и тока заряд меняли от 0.1 до 4рС от ряда к ряду через 0.1.рС. Облученные кристаллы исследовали в

оптическом, АСМ и РЭМ микроскопе после травления в горячем растворе смеси кислот HF + 2HNO₃ 60s.

Результаты и обсуждение

При заряде в точку 3 - 4 рС поверхность между рядами имела много инвертированных доменов. Ряды ПДС, состоящие из инвертированных доменов при значениях заряда в точку 0.2-3 рС имели ширину от 0.2 до 4мкм. Ширина рядов не была постоянной, отклоняясь от заданного рисунком литографии размера на величину до 20%. (рис.1). В точках стояния луча образовывались группы из 10-25 доменов. При заряде в точку 0.2

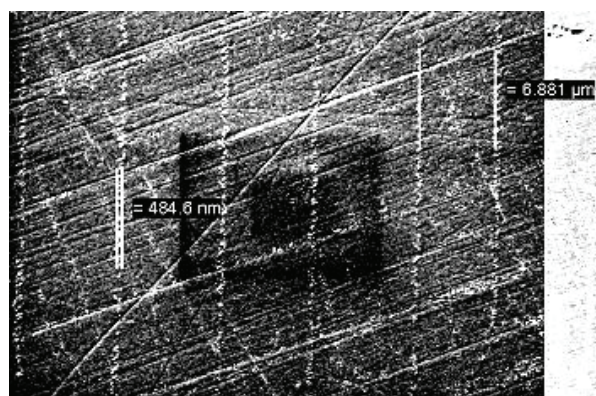


Рис. 1. Фотографии в РЭМ неоднородности периодов в зависимости от положения линий на рисунке литографии (V=25 kV, I=0,2 nA, шаг луча вдоль линии 1мкм)

рС группы имели около 10 доменов, а при 2-3 рС – до 25 доменов (рис.2). Рост количества доменов сопровождался увеличением поперечного размера площади, занятой инвертированными доменами с 0.2 - 0.3мкм до 1-2 мкм. Ряд доменов, созданный из

облученных точек, был в 1.5-2 раза шире чем размер площади с доменами в одной точке стояния луча за счет отклонения точек от направления ряда. Размер самых крупных доменов при увеличении заряда сохранялся. Таким образом, в каждой облученной точке формировалась группа доменов диаметром от 10нм до 250нм (рис. 2-3). На поверхности образцов в АСМ также обнаружили контраст, похожий на контраст доменов нанометрового масштаба. Такой контраст находился в рядах и между рядами на значительном расстоянии от точек облучения

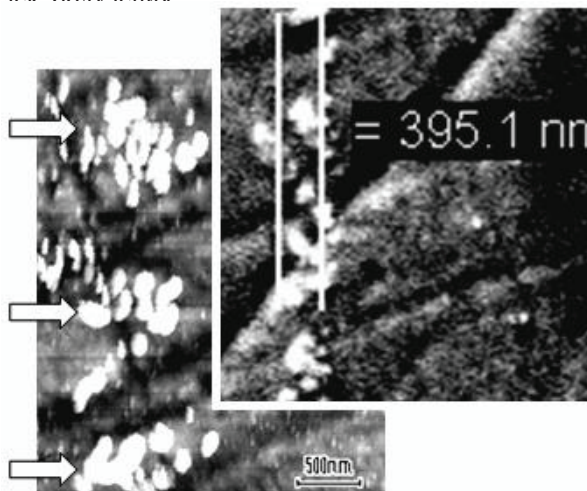


Рис. 2. Группы инвертированных доменов в РЭМ в местах стояния сфокусированного электронного луча при дозе облучения в точку $Q = 2.8$ pC. (указаны стрелками). На вставке (справа сверху) линия доменов при дозе облучения $Q = 0.2$ pC

Домены имели округлую форму в виде неправильных шестиугольников. Форму правильного шестиугольника приобретали домены с размерами 200-250нм (рис.3, вставка). Наружная свободная поверхность крупных доменов не имела огранки и часто делилась канавкой на 2-3 части. При облучении поверхности ТЛ электронами, под его поверхностью возникает область пространственного заряда в виде сферического объема. Значительная часть заряда со временем дрейфует и расширяет рамки основной сферы за счет обратного рассеяние первичных электронов, эмиссии из поверхностного слоя вторичных электронов и т. д.. Поэтому широкий размер области с инвертированными доменами может быть связан с дрейфом электронов за пределы области облучения с диаметром 40-50нм. Объяснения образования инвертированных доменов предполагают наличие в кристалле полярных нанорегионов, которые являются результатом локального фазового перехода (фазовых флуктуаций) [3], или низко-симметричные нанодоменов, разделен-

ных доменными стенками [4]. В обеих моделях нанодомены представляются наименьшей размерной величиной из которых может образоваться ПДС. Значительное увеличение площади, занятой инвертированными доменами за счет их числа за сотые секунды ($t = 2pC / 0.2nA = 0,01s$) при росте заряда в точку в 10 раз предполагает больший вклад скорости образования доменов в рост их объема чем скорости их границ. В этом случае достаточно плотное расположение точек в ряду при большом расстоянии между рядами дает возможность создать ПДС с субмикронной шириной линий из доменов диаметром 10-200нм (Рис.1). Работа выполнена по государственному заданию № 075-00920-20-00

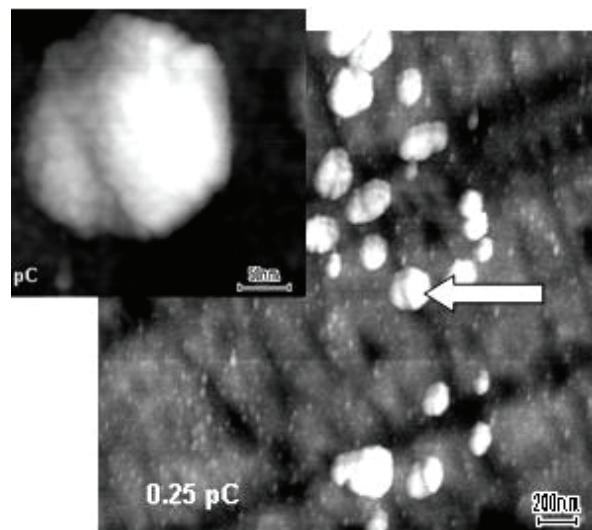


Рис. 3. Фото в АСМ доменов, полученных в местах стояния сфокусированного электронного луча при $Q = 0.25$ pC. Домен, выделенный стрелкой, показан на вставке (слева сверху) крупным планом

Литература

1. A.Roeloft, T. Scyneller, K. Szot, R. Waser Towards the limit of ferroelectric nanosized grains Nanotechnology 14, 250 2003.,
2. A.Rudiger, T. Scyneller, A.Roeloft, S. Tiedke, T. Schmitz, R. Waser Nanosize ferroelectric oxide – tracking down superparaelectric limit. Appl. Phys.A80, 1247 (2005).
3. Смоленский Г.А., и др. Сегнетоэлектрики с размытым фазовым переходом // ФТТ. 1960. Т. 2. No11. с. 2906-2918.
4. W. Kleemann. Journal of Materials Science. 2006, vol.41. p.129–136.

Влияние температуры на мемристорный эффект ориентированных углеродных нанотрубок

М.В. Ильина*, О.И. Ильин, А.В. Гурьянов, Р.В. Томинов, В.А. Смирнов

Южный Федеральный Университет, Институт Нанотехнологий, Электроники и Приборостроения, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922.

*mailina@sfedu.ru,

В работе представлены результаты экспериментальных исследования влияния температуры на мемристорный эффект ориентированных углеродных нанотрубок (УНТ). Установлено, что соотношение сопротивлений УНТ в высоко- и низкоомном состояниях изменяется нелинейно с повышением температуры от 20 до 100 °С, что связано с перераспределением деформации нанотрубки и влиянием тепловой энергии. Полученные результаты могут быть использованы для создания перспективных элементов нанопьезотроники на основе ориентированных углеродных нанотрубок.

Введение

Основным направлением развития современных устройств хранения информации является миниатюризация и снижение энергопотребления запоминающих элементов [1]. Одним из перспективных запоминающих элементов является мемристор на основе ориентированных углеродных нанотрубок (УНТ) [2, 3]. Проведенными нами ранее исследованиями показали, что механизм переключения сопротивления УНТ основан на контролируемой деформации и пьезоэлектрическом отклике нанотрубки [2 – 4]. Данная работа является продолжением этих исследований и направлена на установление температурной зависимости мемристорного эффекта УНТ.

Целью данной работы является экспериментальное исследование зависимости мемристорного эффекта ориентированных углеродных нанотрубок от температуры.

Параметры исследуемого образца

В качестве исследуемого образца использовался массив вертикально ориентированных углеродных нанотрубок, выращенный методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (PECVD) на нижнем электроде TiN. Параметры исследуемых нанотрубок определялись с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) Nova Nanolab 600 и составили: диаметр 54 ± 6 нм, длина 1130 ± 110 нм, плотность 72 мкм^{-2} (Рисунок 1).

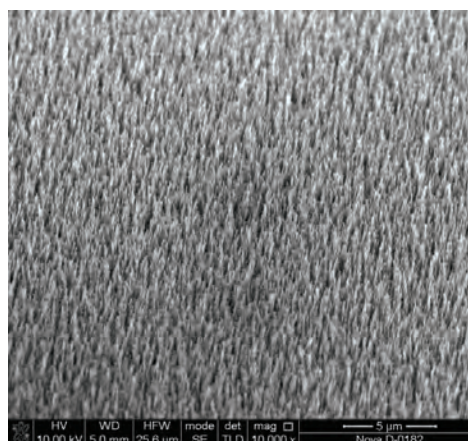


Рис. 1. РЭМ-изображение массива вертикально ориентированных УНТ

Методика исследования

Экспериментальные исследования проводились методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) в режиме токовой спектроскопии при туннельном зазоре 1 нм с использованием сканирующего зондового микроскопа Solver (NT-MDT, Россия). Вольфрамовый зонд СТМ был изготовлен методом электрохимического травления. Температура изменялась от 20 до 100 °С. Во время исследования методом СТМ ориентированные УНТ под действием локального электрического поля испытывали контролируемые упругие деформации [5]. Величина деформации УНТ определялась значением туннельного зазора между зондом СТМ и вершиной УНТ [5]. На рисунке 2 представлена серия вольтамперных характеристик (ВАХ) деформированных УНТ для различных температур (Рисунок 2).

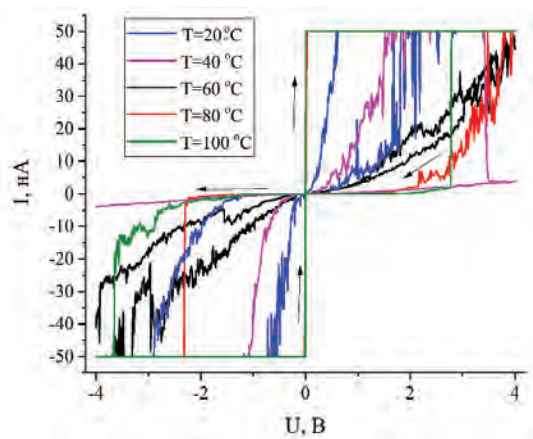


Рис. 2. ВАХ деформированной ориентированной УНТ, измеренные методом СТМ при различных температурах

Анализ полученных результатов

Анализ результатов измерения показал, что мемристорный эффект деформированной УНТ при повышении температуры изменяется нелинейно. Так при росте температуры от 20 до 40 °С соотношение сопротивлений УНТ в высоко- и низкоомном состояниях (RHR/RLR) изменяется от 10 до 38, соответственно (Рисунок 2). Данная зависимость вероятно связана с уменьшением напряжения переключения за счет тепловой энергии. При дальнейшем увеличении температуры до 60 °С соотношение RHR/RLR опять становится равным 1 (Рисунок 2). Это связано с сжатием УНТ при росте температуры на единицы нанометров за счет отрицательного температурного коэффициента расширения УНТ [6], что приводит к релаксации деформации растяжения УНТ, возникающей при приложении внешнего электрического поля [3, 5]. Дальнейшее повышение температуры до 100 °С приводит к линейному увеличению соотношения RHR/RLR до 10^3 за счет увеличения деформации сжатия ориентированных углеродных нанотрубок и повышения тепловой энергии.

Заключение

Таким образом, при проведении исследования влияния температуры на мемристорный эффект УНТ было установлено, что при незначительном повышении температуры данный эффект пропадает за счет релаксации начальной деформации УНТ, которая является необходимым условием проявления мемристорного эффекта. Однако при повышении температуры до 60 °С и выше эффект восстанавливается и усиливается за счет роста деформации сжатия. Полученные результаты могут быть использованы для разработки и создания перспективных элементов нанопьезотроники на основе ориентированных углеродных нанотрубок, в частности элементов энергонезависимой памяти и наногенераторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 20-37-70034, № 16-29-14023 офи_м).

Литература

1. J.S. Meena, S.M. Sze, U. Chand et al. // *Nanoscale Res. Lett.* V. 9 (1) (2014).
2. М.В. Ильина, Ю.Ф. Блинов, О.И. Ильин и др. // *Известия РАН. Серия физическая.* Т. 81 (12), 1681 (2017).
3. M.V Il'ina, O.I. Il'in, Yu.F. Blinov, et al. // *Carbon*, V. 123, 514 (2017).
4. M.V Il'ina, O.I. Il'in, Yu.F. Blinov, et al. // *Materials*, V. 11, 638 (2018).
5. M.V Il'ina, O.I. Il'in, Yu.F. Blinov, et al. // *Technical Physics*, V. 63, 1672 (2018).
6. H. Jiang, B. Liu, Y. Huang // *J. Eng. Mater. Tech.*, V. 126 (2004).

Механические свойства гидросиликатных наносвитков, определенные методом наноиндентирования

В.А. Лебедев^{1,*}, А.А. Красилин^{2,§}, Е.К. Храпова^{2,3}, А.В. Анкудинов²

¹ Bernal Institute, University of Limerick, Limerick, V94 T9PX, Ireland.

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

³ СПбГЭТУ «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, 197376.

*lebedev.vasya@gmail.com, §ikrasilin@mail.ioffe.ru

С помощью наноиндентирования в просвечивающем электронном микроскопе (Zeiss Libra 200MC с приставкой Hysitron PI-95) изучаются механические свойства синтетических нанотубулярных гидросиликатов никеля. Разработанный алгоритм учета дрейфа системы по видеокадрам процесса наноиндентирования, снятого в сканирующем режиме, позволяет детектировать корректные силовые кривые. Последние затем могут быть проанализированы в рамках контактной задачи Герца между эллиптическим параблоидом и цилиндром для определения модуля Юнга исследуемых наносвитков.

Введение

Некоторые слоистые гидросиликаты (например, хризотил, пекораит, галлуазит) обладают способностью к самопроизвольному сворачиванию с образованием нанотрубок и наносвитков со средним внешним диаметром 50 нм и диаметром внутреннего канала 5 нм.

Данный процесс становится возможным благодаря особенностям их кристаллической структуры, а именно, размерному несоответствию между металл-кислородным (октаэдрическим) и кремний-кислородным (тетраэдрическим) подслоем, а также различному строению противоположных поверхностей составного слоя. Благодаря своей структуре и морфологии нанотубулярные гидросиликаты являются перспективными упрочняющими компонентами композиционных материалов.

Экспериментальная часть

Гидротермальный синтез и физико-химическая характеристика наносвитков состава $\text{Ni}_3\text{Si}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$

Исходная композиция с мольным соотношением Ni:Si=1.5 готовилась методом обратного соосаждения. Для этого аморфный SiO_2 (аэросил А-300) растворялся в растворе NaOH, и затем в раствор по каплям при постоянном перемешивании добавлялся водный раствор NiCl_2 . Полученный осадок отмывался и высушивался при температуре 90 °C на воздухе.

Исходная композиция помещалась в 400 мл автоклав из нержавеющей стали, в который добавлялся необходимый для создания расчетного давления в 15-20 МПа объем 0.1 М водного раствора NaOH. Полученная таким образом суспензия обрабатывалась при 350-360 °C в течение 10 часов при постоянном перемешивании. По окончании процесса гидротермальной обработки продукт отмывался от избытка щелочи и высушивался на воздухе при 110 °C.

Продукты синтеза были охарактеризованы методами порошковой рентгеновской дифракции (Rigaku SmartLab), электронной микроскопии с рентгено-спектральным микроанализом (Carl Zeiss NVision 40 и Libra 200MC).

Методология наноиндентирования

Для изучения механических свойств отдельных наносвитков методом наноиндентирования была приготовлена суспензия исследуемого препарата в диметилсульфоксиде, которая наносилась на коммерчески доступные кремниевые подложки с микрорельефом (Flat-top silicon wedges; Bruker). Микрорельеф представлял собой выступ трапециевидного сечения с шириной верхнего основания 1мкм. Кремниевые подложки с помощью проводящей пасты были закреплены на медном держателе образца, совместимом с *in-situ* индентором Hysitron PI-95 (Bruker). Предварительно в целях калибровки прилагаемого индентором усилия были получены кривые индентирования микрокантилевера (консольно закреплённой балки) с известной жёсткостью, 45 Н/м. Была применена методика коррекции

дрейфа по данным электронной микроскопии, получаемым с частотой до 5 кадров в секунду. В результате удалось позиционировать иглу наноиндентора с точностью, достаточной для изучения механических свойств тубулярных структур диаметром 20-50 нм.

Результаты и обсуждение

На Рисунке 1 приведена микрофотография продуктов гидротермальной обработки — наносвитков $\text{Ni}_3\text{Si}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$. Все наносвитки являются многостенными с внешним диаметром, не превышающим 100 нм и длиной 600 нм и более.

На Рисунке 2 приведены результаты наноиндентирования до и после проведения коррекции дрейфа.

В Таблице 1 приведены результаты вычислений модуля Юнга наносвитков в рамках задачи Герца. Следует отметить кажущуюся тенденцию к упрочнению наносвитка на последующих циклах нагружения, что может быть связано с формированием нижнего контакта наносвитка с неровной подложкой. Нижний контакт может и не уплотниться, и тогда сила взаимодействия будет зависеть не только от величины индентации наносвитка, но и от деформации изгиба, которая не рассматривается в задаче Герца. Поэтому к данным Таблицы 1 следует относиться как к оценкам модуля Юнга снизу.

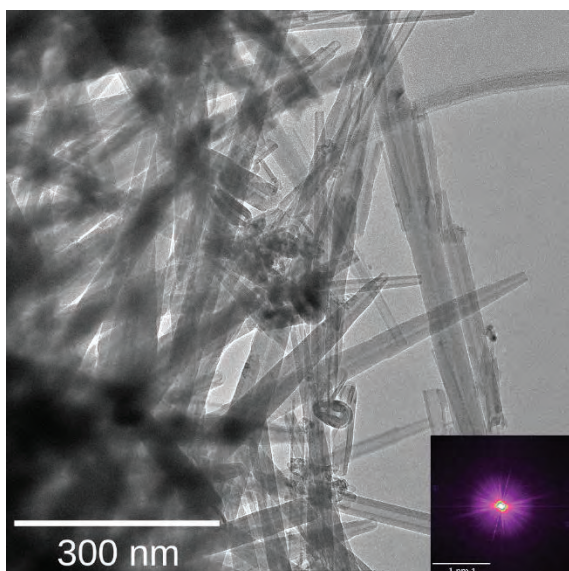


Рис. 1. ПЭМ-микрофотографии наносвитков

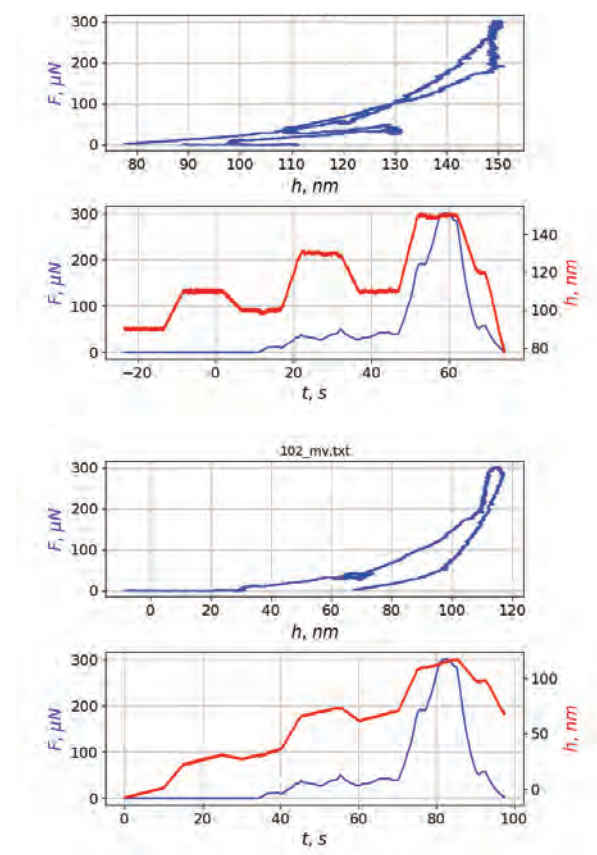


Рис. 2. Силовые кривые и профили перемещения индентора до (сверху) и после (снизу) процедуры коррекции

Таблица 1. Эффективный модуль Юнга наносвитков по результатам обработки данных наноиндентирования.

№ эксп.	Диаметр свитка, нм	Эффективный модуль Юнга по кривой подвода, ГПа	Эффективный модуль Юнга по кривой отвода, ГПа
1	60	Цикл 1: 15 Цикл 2: 50	Цикл 1: 60 —
2	60	Цикл 1: 2 Цикл 2: 15-25	Цикл 1: 10 Цикл 2: 35-45
3	50	40	—
4	65	45-55	150-175
5	25	Цикл 1: 12 Цикл 2: 35 Цикл 3: 45	Цикл 1: 55 Цикл 2: 42 Цикл 3: 50
6	60	15	—
7	60	Цикл 1: 10 Цикл 2: 20	Цикл 1: 20 Цикл 2: 35

Благодарности

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 19-13-00151.

Получение карт фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света с нанометровым разрешением с помощью 3D-печати XYZ-столика необходимой конфигурации

А.Б. Логинов¹, Б.А. Логинов², Р.Р. Исмагилов¹, А.Н. Образцов¹

¹ МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы 1, г. Москва.

² МИЭТ, площадь Шокина 1, г. Зеленоград

*loginov.ab15@physics.msu.ru

Был разработан XYZ-столик на основе пьезокерамических биморфов и деталей, распечатанных на 3D принтере, который обеспечивает изменение положения образца в пространстве с нанометровой точностью. Ключевыми особенностями данного столика являются его доступность изготовления, возможность изменения конфигурации и многофункциональность – он может использоваться в широком классе инструментов, где необходимо сканирование поверхности. В данной работе представлены результаты применения данной конструкции для получения карт фотолюминесценции образца, карт комбинационного рассеяния света. Данная конструкция применялась также для реализации сканирующей зондовой анодно-автоэмиссионной, ближнепольной и конфокальной оптической микроскопии.

Введение

При исследовании комбинационного рассеяния света на образце, его фотолюминесценции и т.д. часто появляется необходимость записывать спектры в каждой точке образца – то есть составлять карты оптических характеристик. Обычно, для реализации методов сканирования в оптических микроскопах-спектрометрах необходимо обращаться к производителю для модернизации установки или покупки новой. Дороговизна такой процедуры обычно затрудняет реализацию сканирующих методов в лаборатории. В данной работе мы представляем способ самостоятельной недорогой модификации оптических спектрометров конструкцией, детали для которой изготовлены на 3D-принтере. В работе показаны также возможности применения данной конструкции для реализации сканирующей зондовой анодно-автоэмиссионной [1], ближнепольной и конфокальной оптической микроскопии.

Экспериментальная часть

Разработанная конструкция XYZ-столика представляет собой столик для образцов на двигателях из пяти пьезокерамических биморфов: два из них обеспечивают позиционирование образца по оси X, два – по оси Y, один – по оси Z. Использование биморфов позволило осуществить сканирование образца в области 0.7 мм (X) / 0.7 мм (Y) / 0.1мм (Z) с шагом около 1 нм, что более чем достаточно для снятия карты оптических спектров. Кроме биморфов все детали столика сделаны из пластика по технологии 3D-печати. Данный выбор был сделан в первую очередь с идеей разработки возможности изготовления этого столика в любой лаборатории по индивидуальному дизайну. Неожиданно было получено дополнительное преимущество - ввиду крайне низкой плотно-

сти (массы) изготавливаемых по технологии 3D-печати пустотелых деталей резонансные частоты получаемой конструкции получаются значительно выше, чем у производимых конструкций из металлических деталей, а это обеспечивает меньшую чувствительность к вибрациям и в разы улучшает разрешение [2].

Стоит отметить, что программа управления данным столиком, взятая нами от российского зондового микроскопа СММ-2000, предусматривает взаимодействие практически с любой программой снятия спектров.

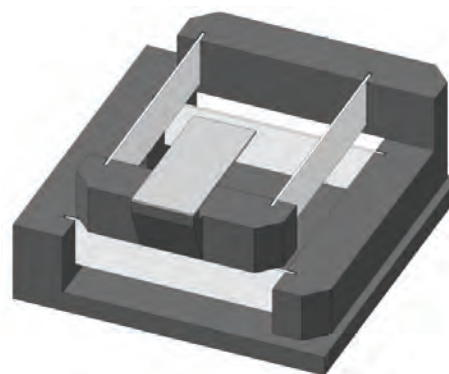


Рис. 1. 3D модель разработанного XYZ-столика

Литература

1. Kleshch V.I. et al. A comparative study of field emission from nanobuds, nanographite and pure or N-doped single-wall carbon nanotubes. *Physica Status Solidi (B): Basic Solid State Physics*. 2010. Т. 247. № 11-12. С. 3051-3054.
2. Б.А. Логинов, П.Б. Логинов, В.Б. Логинов, А.Б. Логинов, Зондовая микроскопия: применения и рекомендации по разработке. *Наноиндустрия*, Vol.12, № 6 (92), 2019, С.352-364

Магнитооптика высокого разрешения на углеродных апертурных кантилеверах для характеристики доменной структуры и топографии тонких пленок

Т.В. Михайлова¹, Ю.Е. Высоких^{2*}, С.Ю. Краснобородько², А.С. Коломийцев³,
А.Н. Шапошников¹, В.Н. Бержанский¹, М.Ф. Булатов², Д.В. Чуриков²

¹ Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, 295007

² Научно технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, 117342

³ Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, 344006

*visokihy@gmail.com

Экспериментально показана возможность совмещения режимов атомно-силовой микроскопии и магнитооптики высокого разрешения путем изготовления и использования полых кантилеверов с углеродным зондом заданной формы и апертуры. Произведена оценка влияния апертуры на пропускную способность кантилевера и вращение поляризации в режиме ближнеполюсно-оптической поляризационной микроскопии. Экспериментально получены данные топографии и магнитной доменной структуры образцов пленок феррит-гранатов с высоким пространственным разрешением. Исследованы возможности и ограничения применения апертурных кантилеверов для изучения доменной структуры магнитооптическим методом.

Введение

Магнитооптический метод долгое время используется для исследования магнитной доменной структуры [1,2]. Возможность преодоления дифракционного предела комбинацией магнитооптической микроскопии и магнитно-силовой микроскопии была показана ранее [3]. Существует ряд технологий для создания апертурных зондов. Наиболее распространенными являются оптоволоконные датчики, полученные путем заточки стеклянных волокон термическим вытягиванием [4]. Диаметр наконечника волоконного зонда составляет несколько сотен нанометров. Кроме того, оптоволоконные апертурные зонды имеют низкую пропускную способность и плохую воспроизводимость [5]. Кремниевые кантилеверы имеют намного лучшую пропускную способность и надежность, чем оптоволоконные. Но есть и существенные ограничения [6, 7]. Невозможно травить зонд со стороны наконечника из-за сильного возмущающего воздействия ионного пучка на наконечник, поэтому размер отверстия становится непредсказуемым. Но также нелегко получить отверстие непосредственно на кончике пирамиды, в случае травления со стороны балки кантилевера. Кантилеверы с углеродным полым острием обладают высокой воспроизводимостью формы наконечника и возможности получения размера отверстия в широком диапазоне вплоть

до 50 нм. Часто используемая, пирамидальная геометрия очень универсальна и полезна для широкого спектра применений. Технология последовательного роста углеродного острия позволяет получать высокоаспектные и наклонные формы зонда. Разработка нового типа апертурных кантилеверов с возможностью создания желаемого отверстия малого размера, высокой светопропускной способностью и хорошей воспроизводимостью важна для реализации магнитооптической микроскопии высокого разрешения.

Эксперимент

Апертурные кантилеверы с углеродным острием были получены с помощью двух колонной системы с ионным травлением/напылением Nova NanoLab 600. На первой стадии происходило травление круглого отверстия в балке кремниевого кантилевера в вакууме $5 \cdot 10^{-7}$ Торр и током 20 нА (рисунок 1, а). Высокие значения тока в данном случае обеспечивали значительную скорость травления. При формировании отверстия разрешающая способность системы не играет существенной роли. На второй стадии, в газе-прекурсор C_6H_{14} производилось ионноассистированное осаждение углерода вокруг отверстия с контролем параметров геометрии и апертуры острия (рисунок 1, б).

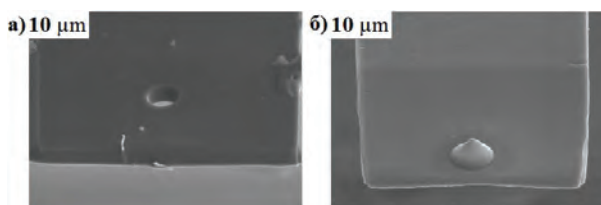


Рис. 1 (а, б). СЭМ изображение балки кантилевера в процессе травления отверстия (а) и формирования углеродного острия (б)

Таким образом, была получена серия апертурных кантилеверов с диаметром отверстия от 83 нм до 254 нм. Исследования пропускной способности различных кантилеверов для ближнепольно-оптической микроскопии показали, что коэффициент пропускания углеродных кантилеверов значительно выше коэффициента пропускания кремниевых кантилеверов для всего диапазона размеров апертур. Для апертур от 83 нм до 254 нм углеродных зондов коэффициент пропускания находится в диапазоне от 0,3 до 0,52. В то время как лучшие кремниевые зонды с апертурой 150 нм демонстрируют пропускную способность не более 0,07.

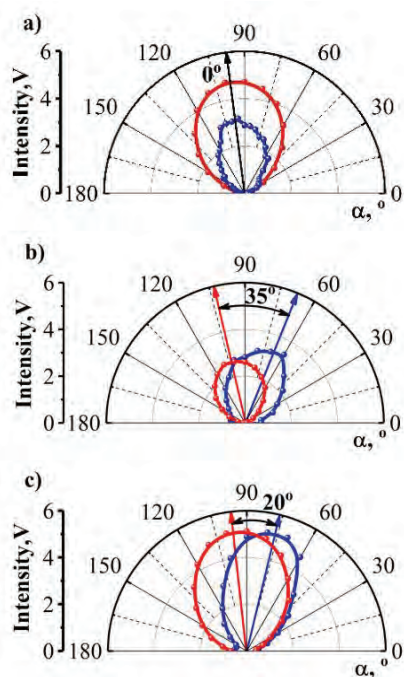


Рис. 2. Вращение поляризации прошедшего через апертюры (а – 264 нм, б – 90 нм, с – 83 нм) света. Красная и синяя кривые – интенсивности падающего и прошедшего лучей в зависимости от угла вращения анализатора α , соответственно

В результате исследований влияния апертюры кантилевера на изменение поляризации при засветке образца было показано вращение поляризации прошедшего через апертюру луча (рисунок 2, синяя

кривая) относительно линейно поляризованного источника света (рисунок 2, красная кривая). При этом наблюдается рост вращения плоскости поляризации с уменьшением размера апертюры.

Показана возможность одновременного получения изображений доменной структуры и топографии пленок феррита-граната с пространственным разрешением около 100 нм (для оптического изображения) с помощью кантилеверов с углеродным острием.

Выводы

В работе предложена технология создания апертюрных кантилеверов с углеродным острием и показана их улучшенная пропускная способность по сравнению со стандартными кремниевыми кантилеверами. Исследовано вращение поляризации проходящего через кантилеверы света и показана возможность получения магнитооптического изображения доменной структуры с разрешением около 100 нм одновременно с получением топографии с той же самой области образца с использованием новых углеродных кантилеверов.

Литература

1. C.A. Fowler, E. M. Fryer // *Physical Review* 104 552–3 (1956).
2. H.J. Williams, F.G. Foster, E.A. Wood // *Physical Review* 82 119–20 (1951).
3. Yu.E. Vysokikh, V.I. Shevyakov, A.N. Shaposhnikov, A.R. Prokopov, A.V. Shelaev // *IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (EIConRus)* 1445–8 (2017).
4. E. Betzig, A. Lewis, A. Harootunian, M. Isaacson E. Kratschmer // *Biophysical journal* 49 269–79 (1986).
5. J.A. Veerman, A.M. Otter, L. Kuipers, N.F. Van Hulst // *Applied Physics Letters* 72 3115–7 (1998).
6. P. Grabiec, T. Gotszalk, J. Radojewski, K. Edinger, N. Abedinov, I.W. Rangelow // *Microelectronic Engineering* vol 61–62 pp 981–6 (2002).
7. B.I. Yakobson, A. LaRosa, H.D. Hallen, M.A. Paesler // *Ultramicroscopy* 61 179–85 (1995).

Исследование тонких пленок, наноразмерных элементов и структур плазмоники

Т.В. Михайлова^{1,*}, И.В. Дзедолик¹, А.В. Шелаев², А.Н. Шапошников¹, С.Д. Ляшко¹, В.С. Перескоков¹, С.А. Гусев³, Е.В. Скороходов³, А.С. Недвига¹, Е.Ю. Семук¹, В.Н. Бержанский¹, А.В. Каравайников¹

¹ Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, проспект Академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007, Россия.

² ООО «НТ-МДТ», 4922-й проезд, дом 4, стр. 3-Москва, Зеленоград, 124460, Россия.

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680, Россия.

*tatvladismikh@cfuv.ru

В данной работе представлены результаты исследований структурных и оптических свойств пленок Vi-замещенных ферритов-гранатов для магнитоплазмоники и перфорированных структур, выполненных в наноразмерных пленках Au, с использованием апертурной поляризационной ближнепольно-оптической микроскопии.

Введение

Синтез и исследование различных плазмонных наноструктур актуальны с целью создания микро-размерных оптических изоляторов, модуляторов и переключателей, управляемых магнитным или электрическим полем элементов интегральных устройств фотоники и плазмоники, сенсоров магнитного поля и биосенсоров [1]. Синтез магнитооптических пленок ферритов-гранатов и их исследование представляет интерес с целью дальнейшего формирования магнитоплазмонных структур и визуализации поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) и других локализованных оптических мод. Так же предметом интенсивного внимания исследователей являются двумерные интерференционные картины ППП в структурах, состоящих из наноразмерных щелей разной конфигурации, выполненных в тонких пленках Au. Интерес к таким структурам обусловлен их потенциальным применением в устройствах обработки и хранения информации.

Пленки Vi-замещенных ферритов-гранатов для магнитоплазмоники

Пленки Vi-замещенных ферритов-гранатов с микро- и наноразмерными толщинами были синтезированы методом жидкофазной эпитаксии (LPE) и реактивного ионно-лучевого распыления (RIBS). Для RIBS-пленок гранатовая фаза образовывалась в

результате процесса кристаллизационного отжига слоя, нанесенного на подложку распылением керамической мишени соответствующего состава, на воздухе при температурах отжига выше 650 °С. Для роста гранатов использовались подложки гадолиниевого и ниобиевого галлиевого гранатов (GGG и CNGG, соответственно). Состав Vi-замещенных ферритов-гранатов варьировался с целью формирования различного типа магнитной анизотропии и доменных структур. Исследование топологии поверхности различных LPE-пленок показало, что значения RMS меньшие 0,9 нм могут быть достигнуты.

Рисунок 1 (а) демонстрирует типичную доменную структуру LPE-образца $(\text{Gd,Bi,Lu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ с периодом $2w = 16$ мкм. Толщина доменной границы пленки, определенная как расстояние от минимума до максимума сигнала оптической интенсивности, составила $w_{dw} = 895$ нм. СБОМ-исследования были проведены по схеме [2] на СЗМ Ntegra (NT-MDT). Также были получены СБОМ-изображения доменных границ в LPE-образцах с $2w$ от 4 до 40 мкм.

На рисунке 1 (б) показана доменная структура RIBS-пленки состава $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Период доменной структуры, определенный независимо методами МСМ и СБОМ, составил $2w = 0,5$ мкм. Для RIBS-пленок исследованных составов значения $2w$ составляют не более 3 мкм.

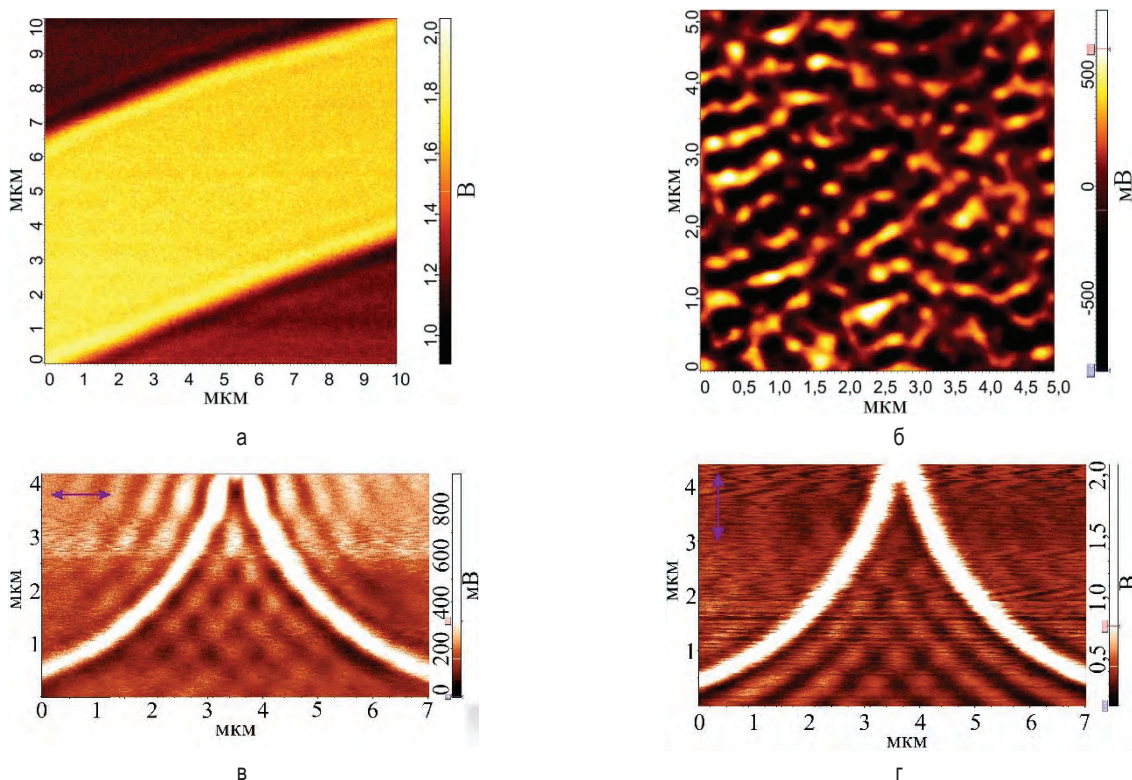


Рис. 1. СБОМ-изображения доменных структур LPE- (а) и RIBS-пленок (б) и структуры I в зависимости от направления поляризации луча длиной волны 633 нм 0° (в) и 90° (г). Для формирования структуры I использованы линейная щель длиной 10 мкм и две кривые щели с радиусом окружностей 5 мкм. Толщина Au – 50 нм

Наноструктуры для формирования интерференционных состояний ППП

С целью формирования и наблюдения интерференционных состояний ППП были синтезированы образцы с щелями различной конфигурации в пленках Au. Пленки Au толщиной 20 и 50 нм были осаждены с использованием магнетронного напыления. Линейные щели и щели в форме четвертой окружностей были получены методом электронно-лучевой литографии. Ширина щелей варьировалась от 156 до 260 нм. Длины линейных щелей и радиусы окружностей, используемых для формирования структур, составили 10 и 5 мкм (структура I) и 20 и 10 мкм (структура II), соответственно.

Исследования ближнепольных оптических полей ППП на границе раздела воздух-золото структур выполнены СБОМ. Сфокусированный лазерный луч длиной волны 532 или 633 нм освещал структуру со стороны подложки. Излучение собиралось сверху структуры с границы раздела воздух-золото через апертурный зонд SNOM_NC с типичным диаметром апертуры (120 ± 25) нм и объектив ($NA = 0,7, 100\times$). Примеры регистрируемых СБОМ-изображений приведены на рисунке 1 (в, г). Наблюдаемая интерференционная картина зависит

от поляризации падающего излучения и его длины волны. Направление поляризации относительно структуры показано на рисунках стрелками. Данный факт подтверждает, что в формировании интерференционной картины участвуют ППП.

Синтез и комплексная диагностика структурных свойств образцов выполнена с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук».

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-72-20154).

Литература

1. G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín and M. González // *Adv. Optical Mater*, V. 1, 10 (2013).
2. Yu.E. Vysokikh, A.V. Shelaev, A.R. Prokopov, V.I. Shevyakov and S.Yu. Krasnoborodko, *J. Phys. : Conf. Ser.*, V. 741(1), 012190 (2016).

Формирование наноразмерных структур на основе триглицина под действием органических соединений на кремниевых подложках

А.С. Морозова¹, С.А. Зиганшина¹, А.А. Бухараев¹, М.А. Зиганшин²

¹ КФТИ – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, г. Казань

² Химический институт им. А.М. Бутлерова Казанского федерального университета, г. Казань

*morozova_anna_s@mail.ru

Методами атомно-силовой микроскопии исследована самоорганизация трипептида на основе глицина в пленке, нанесенной на различные подложки.

Введение

Исследования свойств олигопептидов, способных к самосборке с образованием разнообразных наноструктур, в настоящее время активно развиваются. Это связано с тем, что микро- и наноструктуры на их основе находят применение в различных областях: оптика и энергетика, медицина, материаловедение [1]. Наряду с популярным методом формирования кристаллов путем кристаллизации из растворов [2], активно используется обработка изначально аморфных тонких пленок парами органических соединений [3]. Но управление самоорганизацией остается сложной задачей. В настоящей работе с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) проведено исследование самоорганизации триглицина в пленках, нанесенных на поверхности гидрофильной и гидрофобной кремниевых подложек, под действием паров органических соединений. Ранее нами было изучено влияние таких подложек как гидрофобный высокоориентированный пиролитический графит и гидрофильная слюда.

Методика эксперимента

В качестве объекта был использован трипептид глицил-глицил-глицин (GGG). Раствор олигопептида с концентрацией 1 мг/мл готовился растворением точной навески в смеси метанол-вода (в соотношении 1:1). В качестве подложек были использованы кремниевые пластины, отличающиеся по своим свойствам: гидрофобные и гидрофильные. Гидрофильную поверхность кремния получали путем ее обработки в смеси концентрированной серной кислоты и пероксида водорода (2:3). Гидрофобную

поверхность получали пассивацией очищенной кремниевой пластины в растворе плавиковой кислоты. Для исследования на поверхность подложек методом капельного испарения наносились пленки трипептида из раствора в смеси метанол-вода. Подложку с нанесенной пленкой помещали в чашку Петри с 200 мкл растворителя. Не допускалось прямого контакта жидкого растворителя и образца. Для насыщения пленок олигопептидов парами использовались растворители, отличающиеся по физико-химическим свойствам, относящиеся к разным классам органических соединений.

Морфология поверхности пленок олигопептидов до и после насыщения парами органических соединений исследовалась методом АСМ на приборе Solver P47Pro (НТ-МДТ, Россия) с использованием стандартных кремниевых кантилеверов NSG-11 (НТ-МДТ, Россия) с резонансной частотой колебания от 114 до 259 кГц.

Результаты и обсуждения

Были получены АСМ изображения пленок трипептида на основе глицина на различных подложках. На поверхности кремния (и гидрофобного, и гидрофильного) при самопроизвольном высыхании раствора GGG формируются кристаллические структуры. Вероятно, кристаллическая структура подложки в этом случае способствует формированию кристаллов. Для управления морфологией пленок и для формирования различных типов наноструктур на их поверхности более подходящими являются аморфные пленки, обладающие избыточной энергией по сравнению с кристаллами. Поэтому

му для получения аморфных пленок GGG на поверхности кремния были разработаны специальные методики.

Установлено, что природа паров органических соединений и подложка, на которой сформированы пленки GGG, оказывают значительное влияние на морфологию пленок. Структурирование аморфной пленки трипептида, нанесенной на гидрофильный кремний, происходит под действием паров сильных протонодоноров (спирты) (рис. 1а). В то время как слабые протонодоноры (хлороформ) (рис.1б) не оказывают сильного влияния на изначальную пленку трипептида. Полученные результаты показывают, что гидрофильный кремний предотвращает образование структур на поверхности аморфной пленки триглицина при взаимодействии со слабыми (хлороформ) протонодонорами и протонакцептором. В этом случае свойства гидрофильного кремния аналогичны свойствам слюды.

Значительные изменения морфологии поверхности аморфной пленки триглицина были обнаружены при использовании в качестве подложки гидрофобного кремния. Влияние на такую пленку оказывают как сильные, так и слабые протонакцепторы и протонодоноры (рис.1 в, г). В этом случае свойства

гидрофобного кремния подобны свойствам высокоориентированного пиролитического графита.

Выводы

Установлено, что подложка оказывает значительное влияние на морфологию начальной пленки трипептида. Кремний, как гидрофобный, так и гидрофильный, индуцирует самосборку трипептида даже при его относительно небольших концентрациях. Для получения аморфных пленок GGG на кремниевых подложках была разработана специальная методика.

Обнаружено, что только сильные протонодоноры и протонакцепторы влияют на пленку GGG, нанесенную на гидрофильный кремний. Морфология пленки, нанесенной на гидрофобный кремний, изменялась как сильными, так и слабыми протонодонорами и протонакцепторами.

Полученные результаты могут быть полезны при разработке методов контролируемой самосборки короткоцепных пептидов на твердых поверхностях путем рационального выбора подложки и паров или для объяснения причин образования наноструктур различной формы на основе коротких пептидов при использовании разных субстратов.

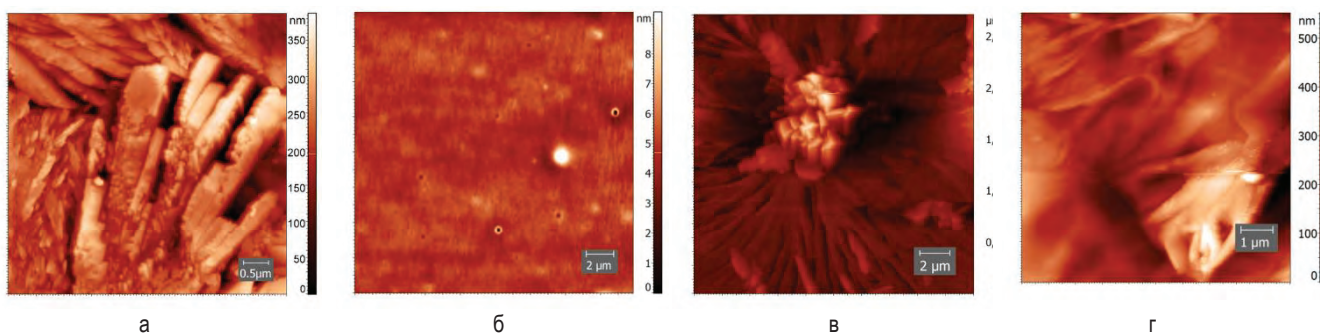


Рис. 1. АСМ изображения пленки GGG, нанесенной на гидрофильный (а, б) и гидрофобный (в, г) кремний после насыщения парами хлороформа (б, г) и этанола (а, в)

Литература

1. S. Kim, J.H. Kim, J.S. Lee *et al.* // *Small*, V.11 (2015).
2. K. Seevakan, S. Bharanidharan // *International Journal of Pure and Applied Mathematics*, V. 119, 5743–5758 (2018).
3. M.A. Ziganshin, A.S. Morozova, S.A. Ziganshina *et al.* // *Molecular Crystals And Liquid Crystals*, V. 690, 67–83 (2019).

Использование РФЭС для оценки разупорядочения решетки твердого тела

Д.Е. Николичев^{1,*}, Р.Н. Крюков², С.Ю. Зубков¹, Ю.А. Дудин²

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*nikolitchev@phys.unn.ru

Установлены закономерности изменения фотоэлектронного спектра от кремниевой подложки, легированной ионами кремния или золота, в виде уширения линии Si 2p в зависимости от кристаллического совершенства образца. Ширина фотоэлектронной линии зависит от типа примеси и ее дозы. Эффективность аморфизации уменьшается с увеличением дозы облучения.

Введение

Оценка нарушения структуры твердых тел при различных воздействиях представляется важной задачей материаловедения. Ионная имплантация, являясь одним из технологических этапов создания приборов интегральных схем, приводит к аморфизации мишени при неравновесном процессе. Смещение атомов из узлов решетки изменяет их энергии связи, и эволюция первой координационной сферы изменяет электронный спектр, что можно регистрировать методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Ширина фотоэлектронной линии при этом будет соответствовать степени разупорядоченности решетки твердого тела, а также многообразию дефектов в ней.

Методика эксперимента

Проводилось исследование облученной ионами Au или Si подложки Si. Имплантер «Радуга-3» работал в импульсном режиме. Содержание однократно ионизированных ионов золота в пучке составляло 14 %, двукратно – 75 %, трехкратно – 11 % при средней зарядности +2.0 и ускоряющем напряжении 30 кВ. Для эксперимента были выбраны дозы ионов золота $0,5$, 2 и $4 \cdot 10^{16}$ см⁻². Ионы кремния были однократно ионизированными, имели только одну дозу $0,5 \cdot 10^{16}$ см⁻² и энергию 20 кэВ.

Исследования образцов методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) проводились на комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовались Mg K_α или Al K_α-излучение. Диаметр области анализа составлял 3 мм. Послойное профилирование осуществлялось травлением ионами Ar⁺ с энергией 1 кэВ.

Предельная обнаруживаемая концентрация элементов составляла 0,1 - 1 ат.%. Для определения содержания химических элементов производилась запись

ФЭ-линий O 1s, C 1s, Si 2p. Спектры снимались при энергии пропускания анализатора 50 эВ и шаге по энергии 0,2 эВ. Математическая обработка спектров проводилась с использованием программного обеспечения SDP v. 4.3.

Дополнительно было проведено сопоставление экспериментальных данных и результатов моделирования профиля распределения содержания элементов с использованием программного пакета SRIM [1].

Результаты

Ширина линии Si 2p для монокристаллического кремния в излучении Al K_α составляет 1,8 эВ. Это значение бралось за точку отсчета оси ординат на графике уширения (рис. 1).

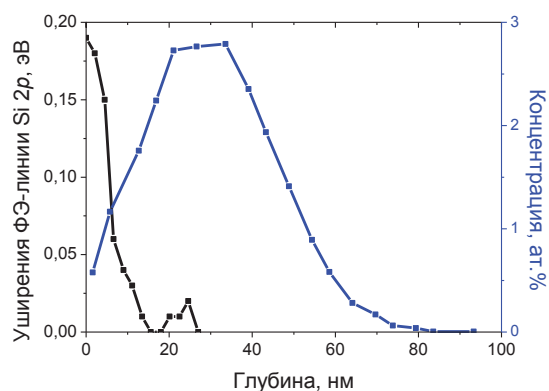


Рис. 1. Зависимость ширины фотоэлектронной линии Si 2p по глубине для Si, облученного ионами Si. Максимум распределения концентрации имплантированного кремния найден из модельных расчетов

Фотоэлектронная линия Si 2*p* записывалась на глубине 30 нм, где концентрация имплантированного Si была нулевой, исходя из моделирования в программе SRIM.

При исследовании образцов Si:Si было определено увеличение полной ширины линии на полувысоте на 0,2 эВ в приповерхностных слоях и на 0,02 в области максимума содержания имплантированного кремния. Таким образом, наиболее сильное нарушение структуры при внедрении атомов того

же сорта, что и в мишени, испытывают слои, сквозь которые многократно проникают ионы.

Разупорядочение при ионной бомбардировке кремния золотом, было оценено путем регистрации уширения ФЭ-линии Si 2*p* от величины 1,6 эВ для кристаллического Si при использовании возбуждающего ХРИ Mg K_α. Максимальное разупорядочение, как и в случае облучения ионами кремния, возникает в слоях, предшествующих максимуму содержания внедренных ионов. (рис. 2).

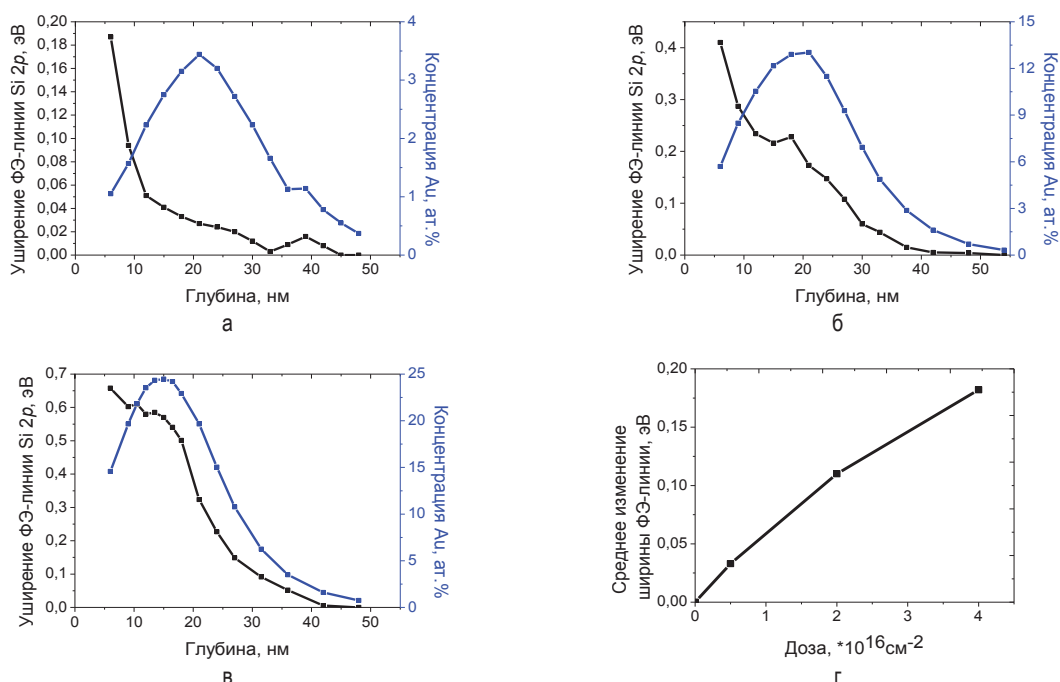


Рис. 2. РФЭС-профили золота и изменение ширины ФЭ-линии, полученные при анализе системы Si:Au, при дозах а) 0,5, б) 2,0, в) $4,0 \cdot 10^{16}$ см⁻² и г) среднее изменение ширины фотоэлектронной линии Si 2*p* в зависимости от дозы облучения

Экспериментально показано, что увеличение дозы Au приводит к возрастанию по нелинейному закону уширения ФЭ-линии, нормированного на глубину (рис. 2 г). То есть, увеличение дозы облучения приводит к уменьшению эффективности аморфизации подложки Si в ходе ионной имплантации. Для доказательства выводов процесс был смоделирован с использованием программного пакета SRIM, и было показано, что поведение расчетных кривых качественно совпадает с экспериментальными зависимостями разупорядочения кремниевой решетки. Частные расхождения эксперимента и модели объясняются сравнением материала образца в ходе ионного облучения и неоднородностью зарядового состояния ионов золота в потоке.

Исходя из полученных результатов, очевидно, что помимо классического применения метода РФЭС в качестве диагностического для исследования со-

держания химических соединений в твердотельных системах, он одновременно может успешно применяться для оценки совершенства их кристаллического состояния.

Проведенная в едином экспериментальном цикле оценка упорядочения кристаллической структуры позволяет использовать дополнительные условия для интерпретации данных о химических состояниях в методе рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.

Литература

1. SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter / J.F. Ziegler // Particle Interactions with Matter. Доступно на: <http://www.srim.org>.

МСМ исследование изменения поля переключения субмикронных частиц пермаллоя при комбинированном воздействии упругих напряжений и температуры

Н.И. Нургазизов*, Т.Ф. Ханипов, Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, В.В. Чирков, А.П. Чукланов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

*niazn@mail.ru

В работе представлены результаты исследования влияния упругих напряжений и температур (выше комнатной) на значение внешнего магнитного поля необходимого для переключения направления намагниченности пермалловых субмикронных частиц. Проведенные МСМ исследования показали, что изменение поля переключения частиц в первую очередь обусловлено изменением температуры образца и слабо зависит от одноосной анизотропии, наведенной механическим напряжением. Также существенное влияние на поле переключения частиц могут оказывать дефекты, которые образуются при напылении частиц и могут быть устранены высокотемпературным отжигом исследуемого образца.

Однодоменные ферромагнитные частицы могут выступать в роли среды для хранения информации. В этом случае к ним предъявляются противоположные требования. С одной стороны они должны иметь высокую коэрцитивную силу для длительного хранения информации, с другой — они должны легко изменять свою намагниченность для записи информации. Обеспечить высокую коэрцитивную силу частиц можно за счет анизотропии формы и материала, из которого они сделаны, а существенно снизить ее при записи информации можно за счет увеличения температуры или создания в частице механических напряжений. Совместное влияние этих двух факторов может еще больше снизить поле перемагничивания частицы. В данной работе исследовалось влияние температуры и механического напряжения на поле переключения пермалловых (Ру) субмикронных частиц.

МСМ измерения поля перемагничивания Ру частиц

В работе исследовались эллипсоидальные Ру (основной состав: Ni 79%, Fe 16%, Mo 4%) частицы со средними латеральными размерами $1.30 \times 0.35 \text{ мкм}^2$ и высотой 40 нм (рис. 1а). Частицы имели однородную намагниченность вдоль длинной оси (рис. 1б), что обусловлено высоким аспектным соотношением, т.е. анизотропией формы. Частицы были сформированы на поверхности полированного SiO₂ (размером $15 \times 3 \text{ мм}^2$ и толщиной 0.4 мм) путем

напыления через маску. Маска формировалась методом сканирующей зондовой литографии в слое полиметилметакрилата (PMMA) толщиной 100 нм при помощи СЗМ Solver P47Pro (NT MDT). Напыление частиц через маску проводилось на СВВ ($\sim 10^{-10}$ Па) установке Multiprobe P (Omicron), методом распыления твердотельной мишени электронным пучком. Перед напылением подложка с маской упруго изгибалась за счет размещения в специальном держателе, имеющем постоянный радиус закругления. После напыления и извлечения из держателя образец распрямлялся, за счет чего происходило сжатие частиц. На одном образце формировалось два массива частиц, в одном из которых сжатие частиц происходило вдоль длинной оси (т.е. параллельно оси легкого намагничивания — ОЛН, далее по тексту — массив 1), а во втором перпендикулярно этой оси (массив 2). В каждом массиве находилось 40 частиц.

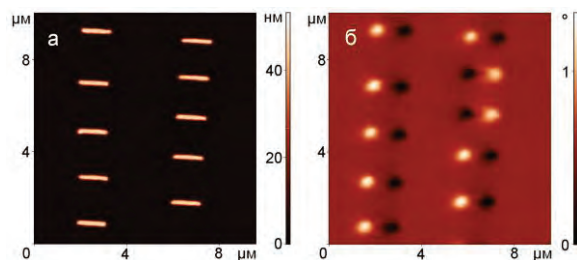


Рис. 1. АСМ (а) и МСМ (б) изображения части массива 1 Ру частиц

МСМ измерения процесса перемагничивания частиц проводились следующим образом. На 1 шаге частицы однородно намагничивались внешним полем в направлении длинной оси. На 2 шаге образец нагревался до требуемой температуры в вакууме (чтобы избежать окисления) и включалось внешнее магнитное поле в противоположном направлении. На 3 шаге образец остывал в этом поле до комнатной температуры. На 4 шаге поле отключалось и проводились МСМ измерения. Затем все повторялось с увеличением значения противоположного поля на 25 Э на 2 шаге. МСМ измерения выполнялись по однопроходной методике последовательно для обоих массивов частиц при одной и той же температуре (рис. 2а). После измерений при комнатной температуре и при 100 °С образец отжигался при 300 °С в течении 20 мин. Это позволило снять наведенные одноосные механические напряжения и устранить влияние на поле переключения со стороны дефектов образующихся при напылении частиц (рис. 2б).

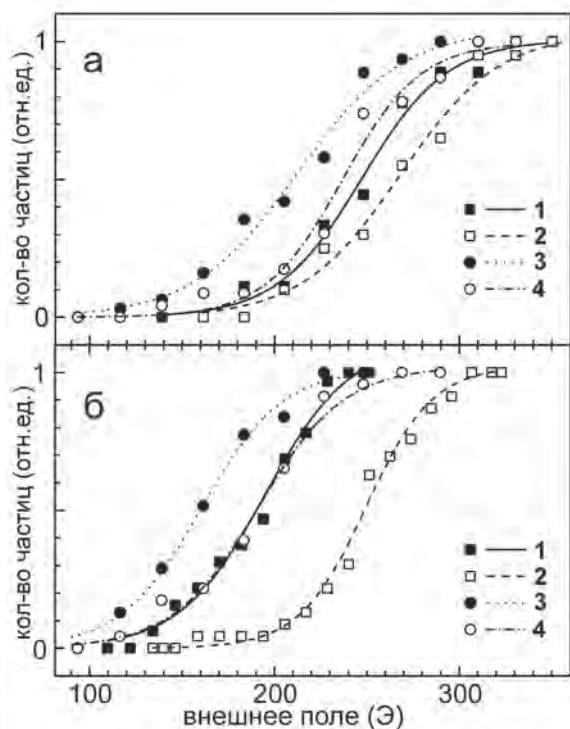


Рис. 2. Графики зависимости количества перемагниченных частиц (нормировано на число частиц в массиве) от величины внешнего магнитного поля до (а) и после (б) отжига образца при 300 °С при разных условиях, обозначенных цифрами: 1 — массив частиц, сжатых перпендикулярно длинной оси, при 100 °С; 2 — он же при комнатной температуре; 3 — массив частиц, сжатых параллельно длинной оси, при 100 °С; 4 — он же при комнатной температуре

Средние значения полей переключения частиц (H_{sw} — значение внешнего поля, при котором происходит перемагничивание половины частиц в массиве), полученные на основе анализа графиков на рис. 2, приведены в таблице 1.

Таблица 1. Поле переключения частиц (H_{sw}) при различных условиях.

Температура (°С)	25		100	
Номер массива частиц	1	2	1	2
H_{sw} до отжига (Э)	293	242	237	212
H_{sw} после отжига (Э)	248	189	190	161

Если рассмотреть разницу в полях переключения для каждого из массивов частиц до и после отжига (соответственно 56 Э и 58 Э для массива 1; 30 Э и 28 Э для массива 2), то можно сделать следующие выводы. Так как эта разница практически не изменяется после отжига образца для обоих массивов частиц, то и изменение H_{sw} обусловленное одноосной анизотропией, наведенной механическими напряжениями, слабо зависит от температуры образца. Это может быть обусловлено малым значением магнитострикции насыщения используемого сплава ($\sim 3 \cdot 10^{-6}$). Основные изменения H_{sw} частиц связаны с изменением их температуры и с влиянием на эти изменения анизотропии формы частиц. Анизотропия формы проявляется в том, что у более вытянутых частиц (среднее соотношение длин осей у массива 1 составляет 6.8:1, а у массива 2 — 6.2:1) наблюдается более высокое значение H_{sw} , но с ростом температуры происходит более быстрое снижение этого значения, что хорошо согласуется полученными нами ранее результатами по влиянию температуры на процесс перемагничивания частиц [1]. Следует также отметить, что высокотемпературный отжиг образца существенно снижает H_{sw} , что, по всей видимости, связано с устранением при таком отжиге дефектов образующихся при напылении частиц. Такие дефекты имеют изотропное влияние, т.к. изменение H_{sw} после отжига происходит примерно на одинаковую величину (55 и 53 Э, при комнатной температуре) для обоих массивов.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН «Терагерцовая оптоэлектроника и спинтроника».

Литература

1. Н.И. Нургазизов, Т.Ф. Ханипов, Д.А. Бизяев и др. // ФТТ, т. 56, 2014, 1756-1762.

СТМ-манипулирование атомами хлора на поверхности Si(100)-2x1-Cl при локальном пересыщении

Т.В. Павлова^{1, 2, *}, В.М. Шевлюга¹, Б.В. Андрущечкин^{1, 2}, К.Н. Ельцов^{1, 2}

1 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

2 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000.

*pavlova@kapella.gpi.ru

Атомными манипуляциями создано локальное пересыщение монослойного покрытия поверхности Si(100)-2x1. Совместное использование сканирующей туннельной микроскопии и расчетов на основе теории функционала плотности позволило установить, что дополнительный атом Cl образует связь с атомом кремния второго слоя либо внедряется в монослой, что приводит к образованию краудиона (линейной одномерной области сжатия). Перемещение краудионов под действием иглы СТМ демонстрирует новый механизм диффузии адатомов в монослой хлора на поверхности Si(100)-2x1, который значительно отличается от прыжкового механизма диффузии. Обсуждается энергетический спектр краудионов, который содержит состояние вблизи верхней границы запрещенной зоны, подобно донорной примеси. Полученные результаты демонстрируют возможность внедрения атомов Cl в монослой на поверхности Si(100)-2x1 и создание локального пересыщения, которое считается ответственным за необычный процесс травления поверхности кремния хлором при температуре ниже температуры десорбции.

Введение

Мы демонстрируем внедрение и перемещение атомов хлора в монослой Cl на поверхности Si(100)-2x1-Cl, которая является эталонной в задаче о взаимодействии галогенов с поверхностью полупроводников. Атомы Cl на поверхности Si(100)-2x1 образуют по одной связи с атомами Si, объединенными в димеры (Cl-Si-Si-Cl фрагмент). Между атомами хлора действует отталкивающее взаимодействие, при этом расстояния между атомами в монослой хлора (3.8–3.9 Å) лишь немного превышают удвоенный ионный радиус Cl, равный 3.6 Å. Внедрение дополнительного атома Cl в канавку между рядами димеров приводит к образованию оборванной связи на атоме кремния третьего слоя. Внедрение атома Cl в мостиковое положение в монослой на поверхности Si(100)-2x1-Cl может привести к образованию одномерной области сжатия. В этом случае адатом Cl связывается с двумя атомами Si одного димера, образуя фрагмент Cl-Si-Cl-Si-Cl. Существование таких локальных минимумов (LM1 и LM2, соответственно) для адатома Cl на поверхности Si(100)-2x1-Cl было предсказано теоретически в работе [1].

Атомы хлора в мостиковом положении на заполненном хлором димере рассматривались в связи с задачей о травлении поверхности Si(100)-2x1 хлором в режиме локального пересыщения [2, 3]. Дан-

ный режим травления реализуется, если поверхность Si(100)-2x1-Cl нагревать при ~ 800 К при постоянном напуске хлора. В работах [2, 3] сообщалось о наблюдении атомов хлора в мостиковых положениях с использованием СТМ, однако атомное разрешение не было получено, а локальная структура объектов не была разрешена и установлена. В настоящей работе удалось внедрить Cl в монослой хлора на Si(100)-2x1 путем манипуляций в СТМ, а также получить атомное разрешение данных состояний.

Методика эксперимента

В экспериментах использовался легированный бором образец Si(100) (p тип, 1 Ом*см). Монослой хлора на поверхности Si(100)-2x1 создавался путем адсорбции молекулярного хлора из эффузионного пучка при давлении в пучке 10^{-8} Торр в течение 100–200 с. Адсорбция Cl₂ проводилась при температуре образца 100–150°C сразу после выключения флеш-нагрева. Концентрация атомных дефектов на подготовленной таким образом поверхности Si(100)-2x1-Cl не превышала 0.1%. (Более подробную информацию о подготовке поверхности см. в работе [4].)

Манипуляции на поверхности Si(100)-2x1-Cl проводились в LT-STM GPI CRYO (SigmaScan Ltd.) при температуре 77 К и давлении 10^{-11} Торр. Использовались поликристаллические вольфрамовые иглы.

Метод расчета

Спин-поляризованные вычисления выполнены на основе теории функционала плотности, реализованной в программном пакете VASP [5]. Использовались обобщенное градиентное приближение (GGA) и обменно-корреляционный функционал PBE. Поверхность Si(100)-2x1-Cl моделировалась периодически повторяющимися ячейками 6x5, состоящими из восьми атомных слоев кремния, из которых нижние три слоя были зафиксированы. Атомы хлора помещались на верхнюю часть пластины и могли релаксировать, а на нижнюю часть пластины помещались атомы водорода, чтобы насытить оборванные связи кремния. Пластины были разделены вакуумным промежутком в 15 Å.

Результаты и обсуждение

Для внедрения атомов хлора на поверхности Si(100)-2x1-Cl игла СТМ подводилась в выбранное место, после чего обратная связь обрывалась. Напряжение, необходимое для внедрения атомов Cl, варьировалось в диапазоне 2.5–4.0 В для различных игл (подготовленных одинаковым способом), а также для различных состояний иглы. Длительность импульса составляла от 0.001 до 1 с. При длительном импульсе на поверхности формировались ямки травления с удаленными слоями кремния [4] и хлором, удаленным из ямок и адсорбированным на поверхность вблизи ямки. При коротком импульсе мы обнаружили два основных механизма внедрения атома хлора в монослой на поверхности Si(100)-2x1-Cl: реадсорбцию хлора и осаждение хлора с кончика иглы.

В первом случае после подачи импульса на поверхности образовывалась одна или несколько вакансий и один или несколько внедренных атомов Cl на расстоянии в несколько нанометров от вакансии. Такой механизм мы связываем с реадсорбцией хлора: адсорбцией атомов, удаленных с поверхности импульсом.

Во втором случае один атом хлора осаждался с иглы на поверхность Si(100)-2x1-Cl. Иногда осаждались несколько атомов хлора и образовывались несколько внедренных атомов. Следовательно, перед подачей импульса игла была функционализована хлором, при этом атом хлора мог находиться на кончике или недалеко от кончика иглы. Мы ча-

сто наблюдали изменение пространственного разрешения после осаждения хлора с иглы, что может означать, что адатом хлора перед подачей импульса находился на кончике иглы.

Атом хлора, внедренный в канавку между димерными рядами, образует одну связь с атомом кремния второго слоя (конфигурация LM1 [1]). При этом связь атома кремния второго слоя Si(2) с атомом кремния третьего слоя Si(3) разрывается, и на атоме Si(3) образуется оборванная связь.

Внедренный в димер атом Cl формирует две связи с атомами Si одного димера, разорвав связь между ними (конфигурация LM2 [1]). Атомы хлора, между которыми адсорбировался адатом Cl, раздвинулись вдоль направления димера. После внедрения Cl ближайшие расстояния между соседними атомами Cl вдоль направления димера уменьшились с 3.83 – 3.91 Å (невозмущенный монослой) до 3.16 – 3.22 Å. Согласно нашим расчетам, конфигурация LM2 выгоднее конфигурации LM1 на 0.24 эВ. Этот результат находится в противоречии с работой [1], в которой локальный минимум LM1 выгоднее LM2 на 0.2 эВ. Кроме того, наблюдаемое в СТМ направление диффузии атомов Cl в конфигурации LM2 перпендикулярно предсказанному ранее [1]. Диффузию объекта LM2 можно описать движением краудиона.

Работа поддержана грантом РФФИ (грант 20-02-00783). Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН).

Литература

1. G. A. de Wijs, A. De Vita, and A. Selloni // *Phys. Rev. B* 57, 10021 (1998).
2. A. Agrawal, R. E. Butera, J.H. Weaver // *Phys. Rev. Lett.* 98, 136104 (2007).
3. C. M. Aldao, A. Agrawal, R. E. Butera, J.H. Weaver // *Phys. Rev. B* 79, 125303 (2009).
4. T. Pavlova, V. Shevlyuga, B. Andryushechkin, G. Zhidomirov, K. Eltsov // *Appl. Surf. Sci.* 145235 (2020).
5. G. Kresse, J. Hafner // *Phys. Rev. B* 47, 558 (1993).

Зондовая микроскопия в исследовании тем-платных матриц и магнитных нанопроволок

Д.В. Панов¹, Д.А. Бизяев², А.А. Бухараев², И.М. Долуденко¹, Д.А. Черкасов¹, А.Э. Муслимов¹, Д.Л. Загорский^{1,*}.

¹ ФНИЦ «кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский проспект, 59, Москва, 119333.

² КФТИ ФИЦ «Казанский научный центр» РАН, Сибирский тракт, 10, Казань, 420029.

*dzagorskiy@gmail.ru

МСМ вертикально стоящих нанопроволок продемонстрировало характер их намагниченности. Показано также что при воздействии внешнего магнитного поля происходит их частичное перемагничивание. Отмечено, полного перемагничивания не происходит по причине сильного магнитоэстатического взаимодействия соседних нанопроволок, что снижает возможности магнитной записи. МСМ исследование единичных нанопроволок, «лежащих» на поверхности подложки показали, что нанопроволоки разбиваются на домены в отсутствии внешнего магнитного поля. Показано, что приложение последнего изменяет магнитное состояние НП. Получены конических наноструктуры, их СЭМ и АСМ исследования показали, что добавление блескообразующей добавки в электролит осаждения приводит к формированию острых концов – это объясняется лучшим заполнением «вершин» пор.

Аттестация мембраны

На первом этапе метод применялся для аттестации матрицы – трековых мембран, с диаметром пор лежащим в пределах 50-200 нм (производство ОИЯИ, г. Дубна). Для этого АСМ работал в полу-контактном режиме (использовались стандартные кантилеверы с радиусом острия 20 нм). Были уточнены результаты СЭМ: На рис.1 представлено АСМ-изображение матрицы с порами диаметром 100 нм.

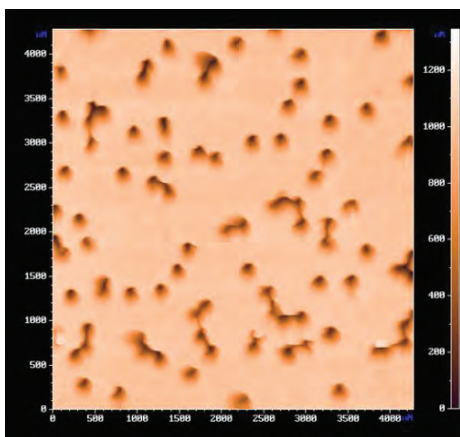


Рис. 1. АСМ-изображение поверхности мембраны с порами диаметром 100 нм

Показано, что разброс величины диаметров не превышает 6 – 8%, часть пор – наклонные с углом наклона до 10 – 16 градусов. Основной этап получения НП состоял в электролитическом заполнении металлом пор в матрице. Поры в матрице были заполнены гальванически с использованием электро-

литов, содержащих соли Co, Fe, Ni. Полученные ансамбли НП (из чистых металлов или из их сплавов), внедрённые в поры полимера (своеобразный «металл-полимерный» композит) с выходящими наружу НП были изучены методом АСМ.

Исследование вертикальных НП

Магнито-силовая микроскопия (МСМ) была применена для изучения распределения намагниченности металло-полимерного композита, как в исходном состоянии, так и при приложении внешнего магнитного поля. Для этого использовались коммерческие магнитные кантилеверы фирмы «MikroScience» марки N18/Co-Cr с радиусом кончика зонда 60 нм и с магнитным покрытием из Co-Cr толщиной 60 нм и встроенный в микроскоп электромагнит (см. также [1]). Эффект от действия внешних магнитных полей, направленных перпендикулярно поверхности композита, проиллюстрирован на Рис.2.

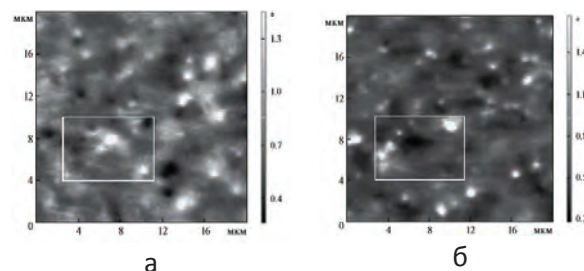


Рис. 2. МСМ-изображение поверхности мембраны с «торцами» магнитных НП после воздействия внешних магнитных полей: +200 мТл – (а) и -200 мТл – (б)

Из МСМ-изображений видно, что полного перемагничивания не происходит. На изображениях имеются участки, на которых направление намагниченности в противоположных полях не изменилось. На этих участках, скорее всего, имеется сильное магнитоэлектронное взаимодействие соседних НП между собой, что обусловлено малым расстоянием между ними. Это препятствует независимому перемагничиванию отдельных НП и, очевидно, снижает возможности «плотной» магнитной записи на таких массивах. [1]

Исследование конических структур

На следующем этапе были изучены отдельные НП, «вертикальностоящие» на подложке. Измерения проводились после выделения массива НП из матрицы. Этот подход был применён для изучения сравнительно коротких («низких» НП, длина-до 1 мкм) имеющих коническую форму. Последние были получены путём заполнения конических пор в матрице. Пример полученных результатов приведен на Рис.3.

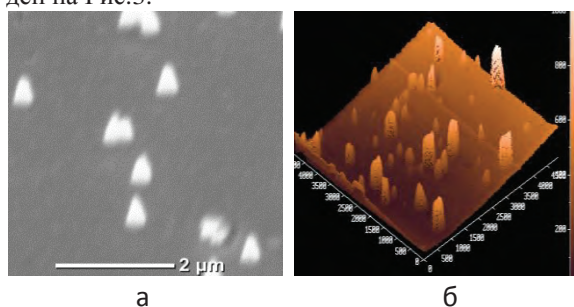


Рис. 3. Изображения конических структур, полученных методом матричного синтеза: СЭМ-изображение (а) и АСМ-изображение (б)

Были определены геометрические параметры конусов- высота (400-600 нм), радиус закругления острия (10-25 нм). Было показано, что на кривизну острия влияют условия получения: так, добавление блескообразующей добавки (ЦКН-74) в электролит приводит к лучшему заполнению раствором «вершин» пор и, следовательно, к получению «остроконечных» реплик.

Исследование горизонтальных НП

Методами АСМ и МСМ были изучены единичные НП, отделившиеся от массива и «лежащие» на горизонтальной поверхности подложки. Полученные результаты приведены на Рис. 4. (см. также [2]).

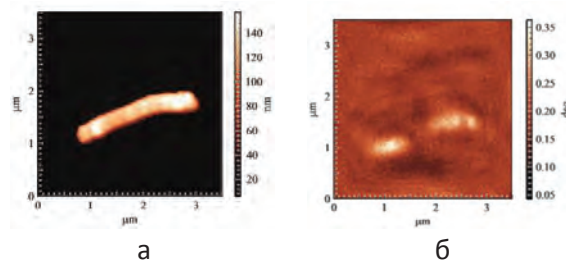


Рис. 4. АСМ-изображение единичной «горизонтальной» НП (а) и ее МСМ-изображение в исходном состоянии(б)

Несмотря на то, что НП имеют сильную анизотропию формы (их диаметр сильно меньше длины), МСМ исследования показали, что они не имеют однородной намагниченности и разбиваются на домены в отсутствие внешнего воздействия. В зависимости от состава НП, она может иметь сравнительно слабую коэрцитивную силу (для НП Ni), которая перемагничивается во внешнем магнитном поле величиной (16 мТ) (см. также [2]). Для более магнитоэлектронных материалов (например, Co) перемагничивание наблюдать не удалось ввиду использования ограниченного диапазона внешних магнитных полей. В этом случае можно было увидеть перестройку доменной структуры. Из соотношения длин областей, наблюдаемых на АСМ и МСМ изображениях можно также предположить, что отдельная область намагниченности НП (своеобразный «домен») может включать в себя как участки магнитного, так и немагнитного металлов.

Благодарности

Работа выполнена в рамках Госзаданий ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН, № АААА-А18-118041760011-2.

Литература

1. Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, Р. И. Хайбуллин, Н. М. Лядов, Д. Л. Загорский, С. А. Бедин, И. М. Долуденко; Магнитно-силовая микроскопия нанопроволок железа и никеля, полученных методом матричного синтеза; Микроэлектроника, 2018, том 47, № 3, с. 212–221.
2. Слоевые нанопроволоки — матричный синтез, структура и магнитные свойства// Д.Л. Загорский, И.М. Долуденко, Д.А. Черкасов, О.М. Жигалина, Д.Н. Хмеленин, И.М. Иванов, А.А. Бухараев, Д.А. Бизяев, Р.И. Хайбуллин, С.А. Шаталов. Физика твердого тела, 2019, том 61, вып. 9, с.1682-1693.

Эффекты накопления заряда при облучении ионным пучком

Ю.В. Петров*, А.Э. Аникьева, Е.А. Григорьев, А.П. Барабан, О.Ф. Вывенко

1 Санкт-Петербургский государственный университет, наб. Университетская, 7/9, Санкт-Петербург, 199034.

*y.petrov@spbu.ru

В работе рассматривается процесс накопления заряда при облучении диэлектриков сфокусированным ионным пучком, а также влияние электрического поля накопленного заряда на ионно-индуцированную эмиссию электронов из пленок нитрида и диоксида кремния. Предложены две модели пространственного распределения накопленного заряда, одна из которых количественно согласуется с полученными данными.

Введение

При облучении заряженными частицами диэлектрических материалов происходит накопление электрического заряда. Такие процессы имеют место в условиях взаимодействия плазмы с диэлектрическими материалами, ионной имплантации, а также при обработке материалов сфокусированным ионным пучком [1,2].

При исследовании диэлектрических материалов данными методами и при использовании обработки ионным пучком для управления свойствами материалов процесс накопления заряда приводит к изменению потенциала поверхности и считается нежелательным, в связи с чем, разработан ряд методов компенсации, таких как: компенсация заряда ионов потоком электронов, нанесение проводящего покрытия и т.п. При этом количественному описанию указанного процесса посвящено ограниченное число работ [3,4].

В данной работе проведено исследование влияния облучения материалов сфокусированным гелиевым ионным пучком на ионно-индуцированную эмиссию электронов из пленок диоксида кремния и нитрида кремния. Предложены две модели пространственного распределения формирующегося заряда, одна из которых позволяет количественно объяснить полученные данные.

Методика эксперимента

В работе исследовались образцы пленок нитрида и диоксида кремния на кремнии. Толщины пленок составляли: для диоксида кремния 460 нм, 390 нм, 340 нм, 300 нм, 250 нм, 210 нм, 180 нм, 140 нм и 100 нм, для нитрида кремния толщиной 540 нм, 400 нм, 340 нм, 300 нм, 240 нм, 200 нм, 150 нм и 100 нм.

Облучение ионами He^+ с энергиями от 12 до 36 кэВ проводилось с использованием сканирующего ионного гелиевого микроскопа Zeiss ORION. Использовался ток пучка 0,32 нА, что соответствует одному иону за 0,5 мкс.

Исследуемый образец помещался в центр заземленной полусферической сетки. Вторичные электроны регистрировались с использованием детектора Эверхарта-Торнли. Для исследования энергетического распределения вторичных электронов к образцу прикладывалось тормозящее напряжение, причем измерение каждой точки зависимости проводилось при возбуждении одиночным ионом в новой точке образца для исключения влияния ранее накопленного заряда. Для исследования кинетики процесса накопления заряда пучок ионов направлялся в одну точку, и производилось измерение сигнала вторичных электронов в зависимости от времени воздействия.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведены типичные зависимости сигнала вторичных электронов в зависимости от числа ионов, которые получены из зависимостей сигнала вторичных электронов от времени облучения сфокусированным ионным пучком в одной точке. Как можно видеть из рисунка, в случае пленки диоксида кремния толщиной 100 нм выход вторичных электронов уменьшается под влиянием накопленного положительного заряда, однако стремится к некоторому стационарному значению. При увеличении толщины пленки и/или уменьшении энергии ионов величина стационарного сигнала уменьшается и стремится к нулю в случае, когда проекционная длина пробега ионов не превышает толщины пленки.

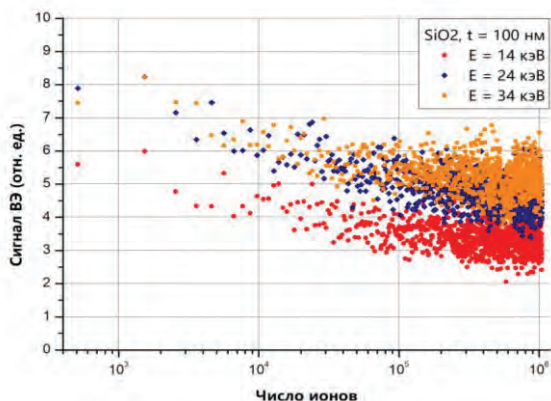


Рис. 1. Зависимость величины выхода вторичных электронов от числа ионов гелия при облучении диоксида кремния толщиной 100 нм

Аналогичные эффекты наблюдались и в пленках нитрида кремния на кремнии. Это позволяет предположить, что, в случае тонких пленок, накапливаемый положительный заряд компенсируется потоком электронов, возбуждаемых в полупроводниковой подложке.

В случае больших толщин пленок полученные экспериментальные результаты сравнивались с результатами численного моделирования. Для оценки потенциала поверхности в точке выхода вторичных электронов в зависимости от времени, рассматривались модели генерации и захвата неравновесных дырок. В первой модели пространственное распределение заряда нескомпенсированных дырок вблизи поверхности, оставшихся после эмиссии электронов, рассматривалось как растущее со временем воздействие заряженное полушарие с центром в точке входа ионного пучка, а заряд, возникающий в результате нейтрализации ионов, рассматривался как растущий со временем сферически симметричный заряд на глубине равной средней глубине пробега ионов. В качестве альтернативной модели рассматривался сферически симметричный заряд, расположенный на фиксированной глубине. Сравнение моделей с экспериментальными данными приведено на рисунке 2. Как можно видеть, вторая модель дает лучшее согласие с экспериментом, что позволяет предположить, что после окончания процессов рекомбинации и захвата неравновесных носителей, результирующий положительный заряд располагается на глубине, сравнимой по порядку величины с проекционной длиной пробега ионов.

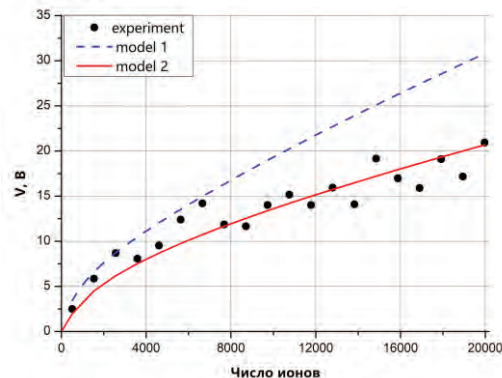


Рис. 2. Зависимость потенциала поверхности от числа ионов гелия с энергией 34 кэВ при облучении пленки нитрида кремния толщиной 540 нм

Помимо вышеперечисленных экспериментов проводилось исследование процесса накопления заряда при сканировании сфокусированным ионным пучком квадратных областей со стороной от 100 нм до 800 мкм. Показано, что уменьшение размеров области сканирования приводит к уменьшению сигнала вторичных электронов. Для моделирования процесса накопления заряда при сканировании сфокусированным ионным пучком рассчитывался потенциал поверхности в текущей точке сканирования, создаваемый зарядом, накопленным в ранее просканированных точках. Сравнение результатов эксперимента и моделирования позволяет предположить наличие компенсирующего тока, который может быть обусловлен как притоком электронов из подложки, так и электронными потоками в вакуумной камере, что требует дополнительных исследований.

Экспериментальные результаты получены с использованием оборудования междисциплинарного ресурсного центра СПбГУ по направлению «Нанотехнологии».

Литература

1. J. Shi, M. Famá, B.D. Teolis et.al. // Nuclear Instr. Meth. Phys. Res. B 268 (2010) 2888–2891.
2. К.Ф. Миннебаев, Э.И. Рау, А.А. Татаринцев. // ФТТ 61(6) (2019) 1090-1093.
3. K. Ohya. // J. Vac. Sci. and Tech. B 32 (2014) 06FC01.
4. S. Yogeve, J. Levin, M. Molotskii et.al. // J. Appl. Phys. 103 (2008) 064107.

Пространственно-неоднородные электронные состояния в ультратонких Pb пленках и оценка «встроенного» потенциала

А.В. Путилов^{1,*}, А.Ю. Аладышкин^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*alputilov@ipmras.ru

Методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии исследована дифференциальная проводимость ультратонких пленок свинца. Для таких пленок характерно наличие размерно-квантованных состояний электронов и, соответственно, максимумов дифференциальной туннельной проводимости dI/dV . Показано, что величина dI/dV в пределах атомарно-гладких террас может быть пространственно неоднородна. Обнаруженные крупномасштабные неоднородности могут быть описаны плавно неоднородным потенциалом с характерным масштабом порядка 100 мВ на латеральных масштабах порядка 100 нм. Восстановленный нами неоднородный потенциал корректно описывает сдвиги уровней размерного квантования на разных энергиях и в областях с разной толщиной Pb слоя.

Методика измерений

В работе исследованы электронные свойства ультратонких Pb пленок, выращенных на поверхности Si(111)7×7, методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС). Измерения выполнены при температуре 78 К в условиях сверхвысокого вакуума. Рельеф сформированных структур был исследован методом СТМ в режиме удержания туннельного тока I_0 при постоянном среднем потенциале V_0 образца относительно W иглы. Одновременно с исследованием топографии мы измеряли локальную дифференциальную проводимость $G=dI/dV$ и, тем самым, получали карты локальной плотности состояний на заданной энергии [1,2].

Результаты и обсуждение

Известно, что туннельная проводимость системы Pb/Si(111) характеризуется наличием пиков в плотности состояний, при этом положение уровней энергии размерного квантования определяется локальной толщиной Pb слоя. Резкое изменение дифференциальной проводимости G на заданной энергии V_0 как функции координат свидетельствует об изменении локальной толщины пленки из-за наличия моноатомной ступени на верхнем или нижнем интерфейсах Pb плёнки.

Кроме этого, были обнаружены участки с плавным изменением $G(V_0)$ при движении в пределах одной террасы, см. рис. 1(а-в). Для получения более пол-

ной информации была выполнена grid- спектроскопия, заключающаяся в проведении серии измерений локальных вольт-амперных (I - V) характеристик и дифференциальной проводимости (dI/dV - V) с помощью синхронного усилителя на частоте 7285 Гц на сетке 32×32 точек. Зависимости туннельной проводимости от напряжения V_0 и координаты y или x для областей I и II представлены на рис. 1(г-е). Легко видеть, что имеет место плавное смещение уровней размерного квантования к более высоким энергиям при движении вдоль оси y , при этом при движении вдоль x происходит резкий скачок дифференциальной проводимости на моноатомной ступени. Для анализа в каждой точке поверхности был выбран один из пиков дифференциальной проводимости. В зависимости от локальной толщины Pb и координаты y поиск пика проводился в области, обведенной на рис. 1(г,д) параллелограммом. Положение найденного пика как функция координат показана на рис. 1(ж). Был найден плавно неоднородный потенциал, см. рис. 1(и), вычитание которого устраняет плавную неоднородность положения пиков.

Показано, что определенный нами неоднородный потенциал полностью описывает крупномасштабную неоднородность смещения положения пиков размерного квантования. Возможной причиной возникновения потенциала могут служить образующиеся при росте структур пространственно-неоднородные внутренние напряжения тонких Pb плёнок.

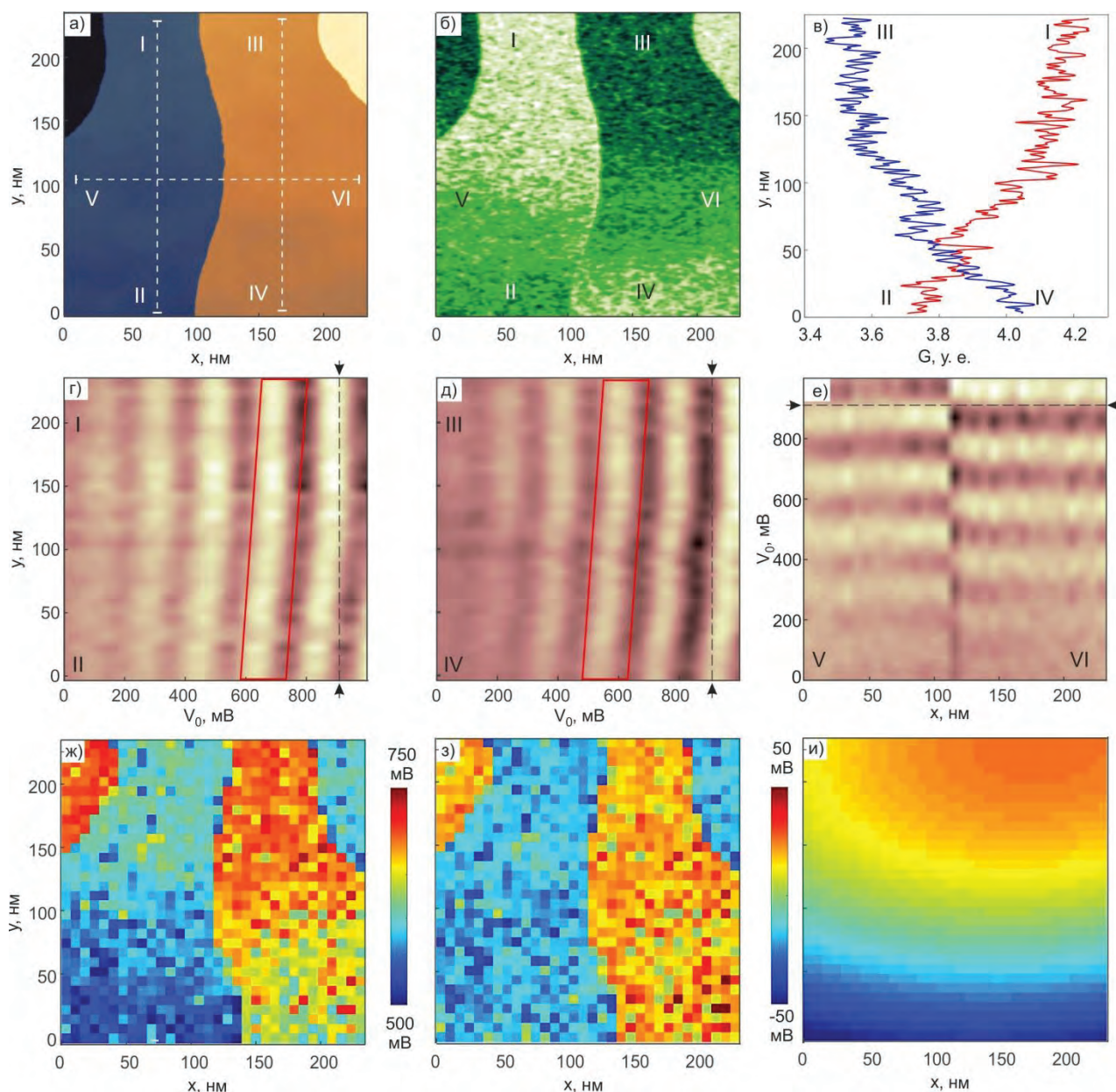


Рис. 1. (а, б) Топографическое изображение участка поверхности Pb островка и карта дифференциальной проводимости $G(x,y,V_0)$ (размер кадра $230 \times 210 \text{ nm}^2$, средний потенциал $V_0=900 \text{ мВ}$, средний ток $I_0=200 \text{ пА}$). (в) Профили дифференциальной проводимости, полученные вдоль вертикальных линий I—II и III—IV. (г, д) Зависимость проводимости G от смещения V_0 и координаты y вдоль линий I—II и III—IV, соответственно. (е) Зависимость проводимости G от смещения V_0 и координаты x вдоль линии V—VI. Вертикальные и горизонтальные пунктирные линии на рисунках (г-е) соответствуют значению V_0 , при котором была получена карта, показанная на рисунке (а). (ж) Энергия одного из пиков дифференциальной проводимости в пределах интервала энергий, обозначенного красными параллелограммами на рисунке (г), как функция координат x и y . (з) Энергия одного из пиков дифференциальной проводимости, показанного на рисунке (ж), после вычитания медленно меняющегося фона, показанного на рисунке (и). (и) Оценка амплитуды «встроенного» неоднородного потенциала и его пространственной зависимости

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00528).

Литература

1. С. С. Уставщиков, А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин // Письма в ЖЭТФ, т. **106**, 476 (2017).
2. А. В. Путилов, С. С. Уставщиков, С. И. Божко, А. Ю. Аладышкин // Письма в ЖЭТФ, т. **109**, 789 (2019).

Микроволновая вольт-импедансная спектроскопия полупроводников

А.Н. Резник*, Н.В. Востоков, Н.К. Вдовичева, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*reznik@ipmras.ru

Экспериментально апробирован предложенный ранее метод определения электрофизических характеристик полупроводников. Метод использует измерения в СВЧ диапазоне спектра комплексного импеданса коаксиального зонда в виде металлизированных контактных площадок на поверхности полупроводниковой пластины. Между изолированными контактами прикладывается постоянное напряжение. Электрофизические параметры полупроводника находятся из решения соответствующей обратной задачи. Эффективность метода продемонстрирована в измерении характеристик монокристаллической подложки GaAs.

В последние годы, в связи с созданием коммерческой зондовой системы Cascade Microtech (СМ), открылась возможность локальных импедансных измерений в микроволновой части спектра. Подобные измерения могут выполняться в условиях обеднения поверхностного слоя полупроводника за счет приложенного электрического поля. В результате появляется возможность получить полный набор электрофизических характеристик полупроводника: концентрацию n_0 , подвижность μ , тип свободных носителей заряда, удельную проводимость σ_0 . Перспектива такой диагностики заключается также и в реализации микронной латеральной разрешающей способности метода. Теоретическое обоснование соответствующих возможностей дано в [1]. В данной работе осуществлена экспериментальная апробация метода.

Методика измерений и исследованный образец

Исследовалась однородная в латеральной плоскости и по глубине монокристаллическая подложка GaAs толщиной 0.43 мм. На подложке была сформирована система концентрических барьерных контактов (антенная система), для чего на поверхность полупроводника последовательно наносились слои Al (50 нм), Ni (20 нм) и Au (80 нм) в окнах фоторезистивной маски методом электронно-лучевого испарения, с последующим удалением фоторезиста. Каждый $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$ пиксель антенной системы представлял собой решетку из девяти дисков, встроенных в металлический квадрат со стороной $c = 0.5 \text{ mm}$, как показано на рис.1. Квадраты разделены между собой непроводящей щелью. В микроволновых измерениях мы использовали три из девяти антенн с радиусами a , $b = 6 \text{ }\mu\text{m}$,

26.5 μm (1); 13.5 μm , 34 μm (2); 28.5 μm , 49 μm (3) соответственно.

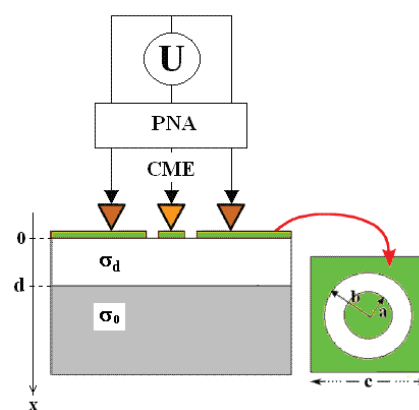


Рис. 1. Схема измерений импеданса зонда и полупроводниковой структура с контактными поверхностями антенны. PNA – векторный анализатор цепей, CME – электроды зондовой станции Cascade Microtech. На вставке справа – геометрия коаксиального зонда

СМ зонд в виде симметричной копланарной линии, приведенной в контакт с тестовой структурой, подключался к векторному анализатору цепей Agilent E8361 A (см. рис.1). Постоянное напряжение U подавалось на электроды СМ зонда от внешнего источника через развязанную с микроволновым трактом низкочастотную цепь, встроенную в анализатор цепей. Выполнялись измерения спектра зонда $Z(f) = R(f) - iX(f)$ в диапазоне частот $f = 0.01 - 10 \text{ GHz}$ при нескольких допробойных значениях напряжения $0 \leq U \leq 5 \text{ V}$. Латеральная разрешающая способность системы определяется диаметром центрального контакта $2a$, т.е. в нашем случае реализовано разрешение $\sim 10-60 \text{ }\mu\text{m}$. Примеры полученных спектров $Z(f, U)$ показаны на рис.2.

С изменением напряжения U меняется толщина d слоя возмущенной проводимости. В рассматриваемом диапазоне U в слое $0 < x < d$ имеет место обеднение концентрации основных носителей, т.е. эффективная проводимость полупроводника понижена $\sigma_d \ll \sigma_0$ (см. рис.1). Вне слоя проводимость принимает невозмущенное значение σ_0 . При $U = 0$ также имеет место обеднение (т.е. $d(U=0) \neq 0$) и образование контактной разности потенциалов U_c . Параметры полупроводника с обедненным слоем d , σ_d , σ_0 находятся по измеренным спектрам $Z(f)$ при различных значениях U путем решения соответствующей обратной задачи [1]. Концентрация n_0 и напряжение U_c определяются из классической формулы $d(U)^2 = 2\epsilon\epsilon_0(U_c+U)/(en_0)$. Подвижность связана с невозмущенной проводимостью соотношением $\sigma_0 = en_0\mu$.

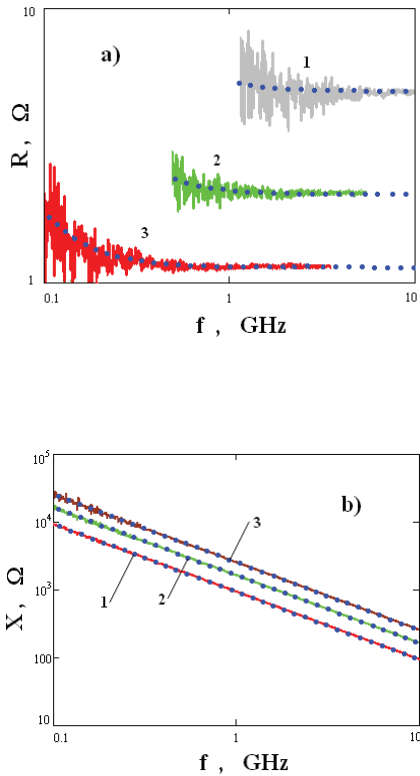


Рис. 2. (а) Спектры сопротивления $R = Re(Z)$, измеренные антеннами 1 – 3 при $U = 0$. (б) Спектры реактанса $X = Im(Z)$, измеренные антенной 1 при $U = 0$ (1), 1.5 (2), 5 (3) В. Точки - сглаженные функции $R(f)$, $X(f)$

Определение электрических характеристик

Электрические характеристики полупроводника, полученные для каждой антенны, приведены в таб-

лице 1. Представлены средние по напряжению U данные, полученные путем решения обратной задачи для экспериментальных спектров $Z(f,U)$ (примеры см. на рис.2). Для сравнения были выполнены холловские четырехзондовые измерения электрических характеристик полупроводника в геометрии Ван-дер-Пау, т.е. получены осредненные по поверхности образца параметры. Был подтвержден n-тип подложки и получены значения параметров $n_0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\mu = 3.65 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, $\sigma_0 = 117 (\Omega\cdot\text{cm})^{-1}$, хорошо согласующиеся с представленными в Таблице 1 локальными данными.

Таблица 1. Электрофизические характеристики полупроводника.

2a, μm	U_c , V	σ_0 , $(\Omega\cdot\text{cm})^{-1}$	n_0 , cm^{-3}	μ , $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$
12 (1)	0.75	86.4	$1.78 \cdot 10^{17}$	$3.03 \cdot 10^3$
27 (2)	0.75	81.3	$1.90 \cdot 10^{17}$	$2.67 \cdot 10^3$
57 (3)	0.75	82.7	$2.03 \cdot 10^{17}$	$2.55 \cdot 10^3$

Эффективная проводимость σ_d обедненного слоя также определена в процессе решения обратной задачи и в зависимости от U составила $\sim (0.2-1.5) \cdot 10^{-5} (\Omega\cdot\text{cm})^{-1}$. Заметим, что для определения параметров n_0 , σ_0 , μ полупроводника не требуется находить проводимость σ_d . Однако зависимость $\sigma_d(U)$ может представлять интерес для изучения физики процесса обеднения. В частности, может быть найдено пространственное распределение $\sigma_d(x)$ в обедненном слое. Соответствующие исследования требуют повышения точности измерения низкочастотной части спектра $R(f)$. В примерах на рис.2а видна значительная зашумленность соответствующей части спектров, связанная с соотношениями для измеряемых параметров $R(f) \ll X(f)$, $X(f) \gg Z_0 = 50 \Omega$, где Z_0 – импеданс СМ зонда.

Таким образом, в работе экспериментально апробирован предложенный в [1] метод вольт-импедансной спектроскопии. Метод позволил с латеральным разрешением 10-60 μm получить полный набор электрофизических параметров полупроводника.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-02-00914 и госзаданием ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0205). Использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. А.Н. Резник, Н.К. Вдовичева.// ЖТФ, Т.89, N 11, с.1813-1818 (2019).

Магнитное легирование двумерного металла атомной толщины

А.А. Саранин^{1,2*}, Д.В. Грузнев¹, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, А.В. Матецкий^{1,2},
Н.В. Денисов¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, А.В. Зотов^{1,2}

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

² Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

*saranin@iacp.dvo.ru

С помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии, транспортных измерений и неэмпирических расчетов исследовано поведение атомов хрома встроенного в двумерную реконструкцию $\text{Si}(111)\text{h}-\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ одноатомной толщины. Полученные результаты могут быть объяснены эффектом Кондо.

Взаимодействие локализованных магнитных моментов между собой и их взаимодействие с электронами проводимости является одним из основных направлений в физике твердого тела. Поэтому синтез таких систем является важной технологической задачей. Основным препятствием для создания двумерных металлов с отдельно лежащими магнитными атомами является их кластеризация. Нам удалось синтезировать такую двумерную систему, в которой кластеризация магнитных атомов полностью подавлена.

На рисунке 1 приведена структурная модель поверхностной реконструкции $\text{Si}(111)\text{h}-\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ с встроенным в нее атомом Cr. Оказалось, что наиболее выгодным положением для атома хрома в такой структуре является его положение между двумя слоями кремния, когда атом хрома находится в окружении 6 атомов кремния, что подавляет образование кластеров хрома.

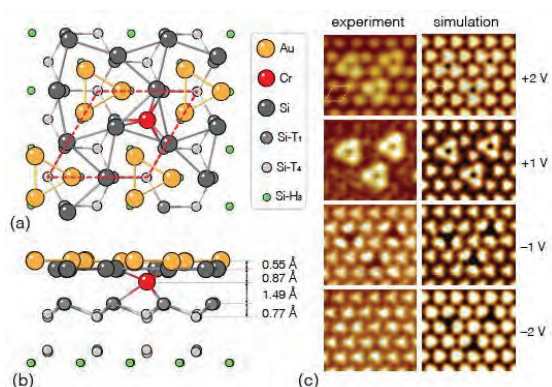


Рис. 1. Структурная модель $\text{Cr}/\text{Si}(111)\text{h}-\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ (а, б). Совпадение (с) СТМ изображений, полученных экспериментально и с помощью моделирования на основе неэмпирических расчетов, подтверждают корректность модели.

Анализ магнетосопротивления в диапазоне температур 2–15 К в магнитных полях величиной до 3 Т, приложенных перпендикулярно поверхности показал, что величина квантовой поправки к проводимости уменьшается более чем на порядок величины после нанесения на исходную поверхность $\text{Si}(111)\text{h}-\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ атомов Cr в количестве 0.0024 МС. Это обусловлено значительным уменьшением диффузионной длины до потери фазы, что однозначно свидетельствует о наличии магнитного момента у атомов Cr в данном химическом окружении.

С помощью сканирующей туннельной спектроскопии в системе $\text{Cr}/\text{Si}(111)\text{h}-\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ обнаружен резонанс Кондо. Анализ спектров на основе простой модели Андерсона, основанной на рассмотрении одиночной примеси, подразумевающей наличие единственного электронного уровня, который может быть занят одним или двумя электронами, показал, что температура Кондо составляет 92 ± 2 К, а энергия между однократно и двукратно заполненными уровнями 4.4 ± 0.4 эВ.

Сравнительный анализ удельного сопротивления исходных образцов $\text{Si}(111)\text{h}-\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ и образцов после нанесения атомов Cr в количестве 0.0024 МС показал, что исходное значение удельного сопротивления увеличивается с 1100 до 1500 Ом. Обнаружено, что температурах меньших 10-15 К величина второй производной сопротивления по логарифму температуры для образцов $\text{Cr}/\text{Si}(111)\text{h}-\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ отрицательна. Это свидетельствует о проявлении эффекта Кондо и его вкладе в увеличение удельного сопротивления при наличии атомов Cr.

Работа поддержана Грантом РФФ № 19-12-00101.

Магнитно-резонансная силовая спектроскопия колебаний кора магнитного вихря

Е.В. Скороходов, Р.В. Горев, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

miroнов@ipmras.ru

Приводятся результаты экспериментальных исследований вынужденных колебаний намагниченности круглого диска NiFe во внешнем СВЧ поле методом магнитно-резонансной силовой спектроскопии. Основное внимание уделено низкочастотному резонансу, связанному с гиротропным движением кора магнитного вихря вокруг центра диска. Результаты измерений сравниваются с результатами микромагнитного моделирования.

Вынужденные колебания намагниченности круглых пермалловых дисков диаметром 1 мкм и толщиной 50 нм исследовались с помощью магнитно-резонансного силового микроскопа (МРСМ), созданного в ИФМ РАН на базе сканирующего зондового микроскопа “Solver HV” [1]. Данная установка позволяет проводить исследования спектров колебаний намагниченности в диапазоне частот 0.01 – 20 ГГц и в магнитных полях до 3 кЭ. В МРСМ экспериментах снимались зависимости амплитуды колебаний кантилевера с магнитной частицей (диаметром 10 мкм) от частоты накачки СВЧ излучения.

Моделирование динамики намагниченности исследуемых объектов проводилось с использованием симулятора ООММФ, к которому была дописана программа для расчетов спектров ферромагнитного резонанса и пространственных распределений амплитуды резонансных колебаний намагниченности. Кроме того, была разработана программа по расчету МРСМ спектров колебаний намагниченности и по расчету распределений МРСМ контраста образцов при накачке на резонансных частотах [2].

Как показало микромагнитное моделирование, в ФМР спектре диска есть низкочастотная мода (Рис. 1), соответствующая гиротропному движению кора вихря. Аналогичный резонанс на частоте 600 МГц был зарегистрирован и в МРСМ спектре отдельного диска (Рис. 2). При приложении внешнего продольного магнитного поля, данный резонанс сдвигается в сторону более высоких частот, что согласуется с теоретическими оценками и результатами микромагнитного моделирования.

Работа поддержана РФФИ (проект № 18-02-00247) и программой Президиума РАН № 0035-2018-0016.

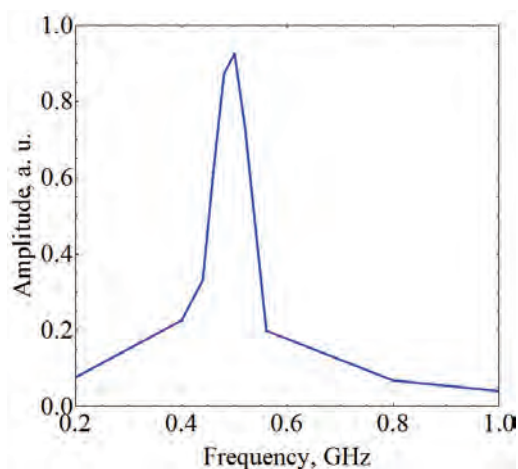


Рис. 1. Модельный спектр колебаний намагниченности круглого диска NiFe диаметром 1 мкм и толщиной 50 нм

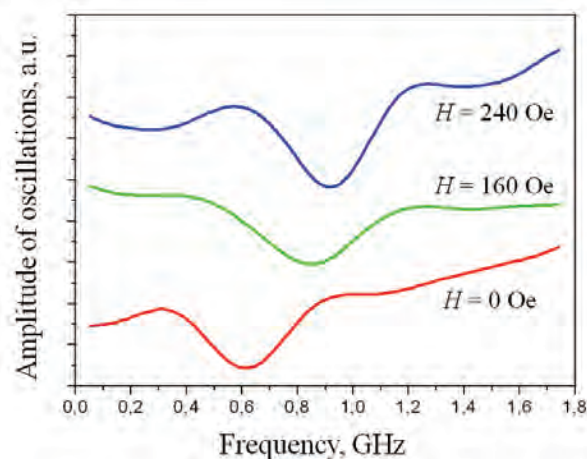


Рис. 2. МРСМ спектр колебаний намагниченности диска во внешнем продольном магнитном поле

Литература

1. Е.В. Скороходов и др., Приборы и техника эксперимента, № 5, 140-145 (2018).
2. Р.В. Горев, Е.В. Скороходов, В.Л. Миронов // ЖТФ, **89**(11), 1646 (2019).

Магнитно-резонансная силовая спектроскопия пленок CoPt с перпендикулярной анизотропией

Е.В. Скороходов, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, О.Л. Ермолаева, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

evgeny@ipmras.ru

Приводятся результаты экспериментальных исследований вынужденных колебаний намагниченности в многослойных пленках CoPt с перпендикулярной магнитной анизотропией методами магнитно-резонансной силовой микроскопии (МРСМ). Показано, что на больших расстояниях зонд-образец ферромагнитный резонанс определяется эффективным полем анизотропии образца, в то время как при сокращении расстояния в спектре МРСМ появляются резонансы, обусловленные взаимодействием образца с неоднородным полем зонда. В частности, показано, что МРСМ методика может быть успешно применена для исследования резонансных колебаний неоднородных состояний намагниченности (доменная структура) в нулевом внешнем магнитном поле.

Исследовались многослойные структуры [Co(0.5 нм)/Pt(1 нм)]₅, выращенные на стеклянных подложках с буферным слоем Pt(10 нм)/Ta(10 нм) методом магнетронного осаждения. Магнитные свойства пленок исследовались с помощью магнитооптического эффекта Керра в полярной геометрии. Форма петли гистерезиса близка к прямоугольной с полями коэрцитивности порядка 200 Э. Вынужденные колебания намагниченности пленок исследовались с помощью магнитно-резонансного силового микроскопа (МРСМ), созданного в ИФМ РАН на базе сканирующего зондового микроскопа “Solver HV” [1]. Данная установка позволяет проводить исследования спектров колебаний намагниченности в диапазоне частот 0.01 – 20 ГГц и в магнитных полях до 3 кЭ. В МРСМ экспериментах снимались зависимости амплитуды колебаний кантилевера с магнитной частицей (диаметром 10 мкм) от частоты накачки СВЧ излучения.

В данных пленках могут быть реализованы остаточные состояния с различной доменной структурой. На рис. 1 приведены МРСМ спектры однородно намагниченной пленки. Расстояние между зондом и образцом составляло 6 мкм. В этом случае зонд слабо возмущает намагниченность образца и в спектре наблюдается резонанс на частоте 0,4 ГГц, соответствующий эффективному полю магнитной анизотропии CoPt. При уменьшении расстояния между зондом и образцом до 3 мкм наблюдалось формирование дополнительного пика в спектре на частоте 1,1 ГГц, который сдвигался в сторону высоких частот при сокращении расстояния до 1 мкм (резонансная частота составляла 1,5 ГГц).

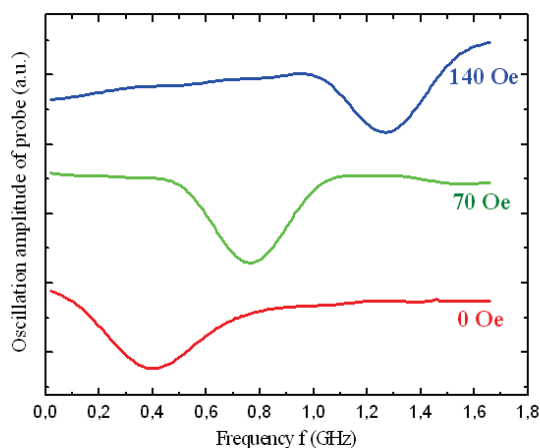


Рис. 1. МРСМ спектры однородно намагниченной пленки CoPt в различных внешних магнитных полях

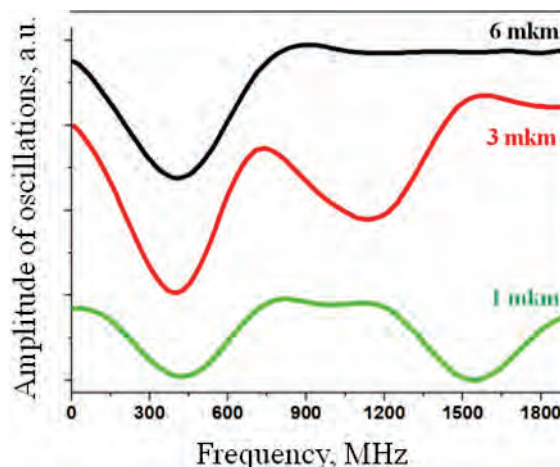


Рис. 2. МРСМ спектры однородно намагниченной пленки CoPt при различных расстояниях зонд-образец

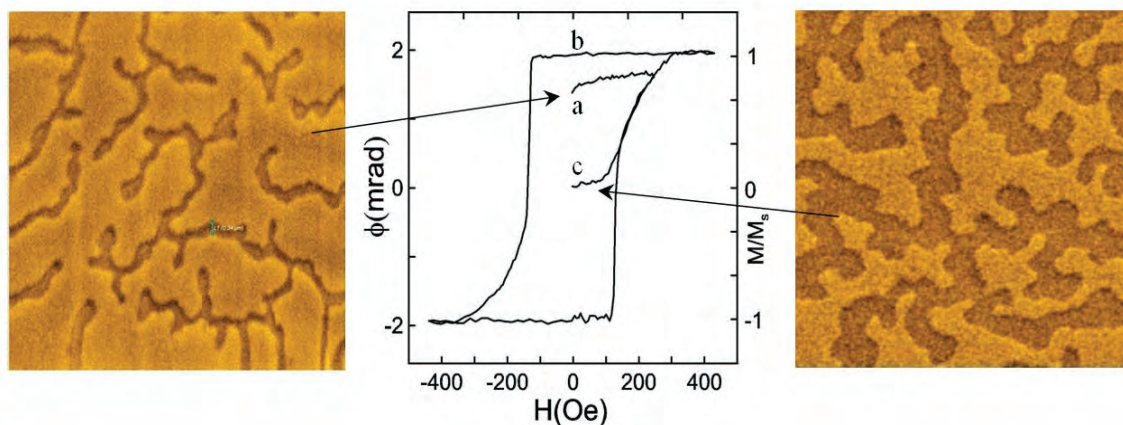


Рис. 3. (а) МСМ изображение пленки (Co/Pt)₅ в состоянии а. Размер кадра 10 x 10 мкм; (б) Петля гистерезиса пленки (Co/Pt)₅; (в) МСМ изображение пленки (Co/Pt)₅ в состоянии с. Размер кадра 5 x 5 мкм

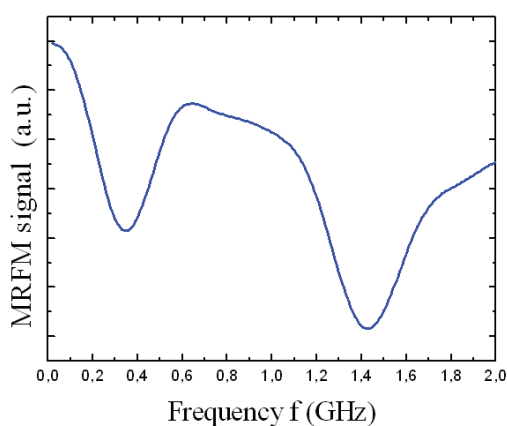


Рис. 4. МРСМ спектр пленки (Co/Pt)₅ в остаточном состоянии с ненулевым магнитным моментом (состояние а на петле гистерезиса). Внешнее поле отсутствует

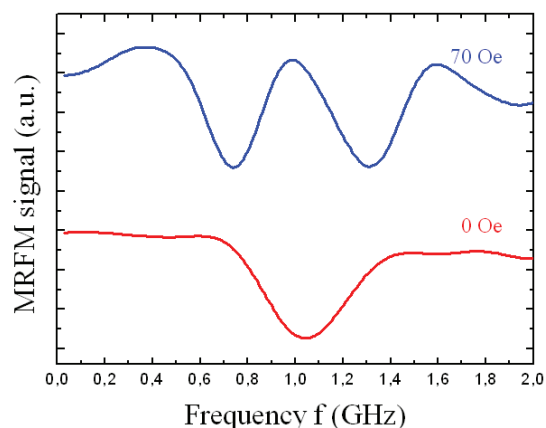


Рис. 5. МРСМ спектр колебаний намагниченности пленки (Co/Pt)₅ с нулевым магнитным моментом (состояние с) во внешнем магнитном поле

На рис. 3 приведены петля гистерезиса образца и МСМ изображения доменной структуры, приготовленные в процессе МОКЕ измерений. На рис. 4 приведены МРСМ спектры пленки [Co/Pt]₅, находящейся в состоянии с ненулевым магнитным моментом (состояние а на рис. 3). Как видно из рис. 2, в пленке в таком состоянии имеются два резонанса. Как показывают теоретические оценки, низкочастотный резонанс соответствует прецессии намагниченности в больших доменах, а высокочастотный резонанс обусловлен прецессией намагниченности в маленьких доменах. Затем исследовалась пленка, находящаяся в состоянии с нулевым магнитным моментом (состояние с).

Из приведенных на рис. 5 МРСМ спектров видно, что для размагниченной пленки с нулевым магнитным моментом без внешнего поля присутствует

один резонанс. Это связано с тем, что латеральные размеры доменов приблизительно одинаковые.

Прикладывая внешнее магнитное поле величиной 70 Ое к пленке с нулевым магнитным моментом, наблюдаются два резонанса. Т.е. наблюдается расщепление резонанса. Высокочастотный резонанс на рис. 5 связан с доменами, размеры которого уменьшились, а низкочастотный - с доменами, размеры которого увеличились.

МРСМ измерения проводились при поддержке гранта РФФИ (проект 18-02-00247). Магнитооптические и МСМ измерения проводились при поддержке РНФ (проект № 18-72-10026).

Литература

1. Е.В. Скороходов и др., Приборы и техника эксперимента, № 5, 140-145 (2018).

АСМ и электронная микроскопия термоэластопластов на основе имидсодержащих нанокompозитов с наночастицами различной природы

Т.Е. Суханова^{1,*}, Т.А. Кузнецова², М.Э. Вылегжанина³, В.А. Лапицкая²,
А.А. Кутин³, А.Л. Диденко³, В.М. Светличный³, С.А. Чижик²

1 ФГУП Научно-исследовательский институт синтетического каучука имени академика С.В. Лебедева, ул. Гапсальская, 1, Санкт-Петербург, 198035, Россия.

2 Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАНБ, ул. Петра Бровки, 15, Минск, 220072, Беларусь.

3 ФГБУН Институт высокомолекулярных соединений РАН, Большой пр. В.О., 31, Санкт-Петербург, 199004, Россия.

*tat_sukhanova@bk.ru

Приведен обзор результатов исследования методами АСМ и электронной микроскопии морфологии, локальных механических и трибологических характеристик широкого ряда термоэластопластов на основе новых сегментных сополиуретанимидов (соПУИ) или сополиэфиримидов (соПЭИ), содержащих нанонаполнители различной природы, структуры и морфологии (углеродные нанотрубки, нановолокна, графен, наночастицы дисульфида и диселенида вольфрама или кремнийорганические смолы). Имидсодержащие нанокompозиты были синтезированы и охарактеризованы в рамках проекта РФФИ «Синтез и аналитическое исследование новых гибридных наноматериалов на основе термоэластопластов, предназначенных для работы в экстремальных условиях с помощью комплекса зондовых, структурно-морфологических и физико-механических методов».

Введение

В последнее время при создании новых имидсодержащих материалов класса термоэластопластов и нанокompозитов на их основе с высокими эксплуатационными характеристиками, способных надежно работать в экстремальных условиях, внимание исследователей привлекают мультиблочные (сегментные) сополимеры, содержащие жесткие имидные блоки и гибкие блоки простых или сложных алифатических эфиров - сополиэфиримиды (соПЭИ), либо полиуретанов - сополиуретанимиды (соПУИ). Установлено, что варьирование химической природы и длины жестких и гибких блоков, и их соотношения в цепях, оказывает существенное влияние на надмолекулярную структуру, теплоустойчивость, физико-механические, вязкоупругие и многие другие свойства этих материалов.

Нами в ходе выполнения проекта РФФИ на основе мультиблочных соПУИ и соПЭИ матриц разработан и детально охарактеризован широкий спектр термоэластопластов [1-7], содержащих нанонаполнители различной природы, во-первых, углеродные наночастицы разной геометрии, структуры и морфологии: одностенные углеродные нанотрубки (ОСУНТ) и нановолокна (УНВ), графен, во-вторых, наночастицы диоксида циркония (ZrO_2), дисульфида и диселенида вольфрама (WS_2 и WSe_2), в-третьих, синтезированы и исследованы композиции на основе соПЭИ, модифицированные кремнийор-

ганической смолой (MQ-смолой). При этом концентрацию наполнителей изменяли в широком диапазоне (от 0.1 мас.% до 10 мас.%).

Проведенные исследования показали, что химическая структура синтезированных соПУИ и соПЭИ, состав, структура и морфология вводимых наночастиц халькогенидов металлов или MQ-смолы, их концентрация в композите, а также природа подложки (стекло, фторопласт, алюминиевая фольга или полиимидная пленка), на которую отливали композиционные пленки соПУИ или соПЭИ с нанонаполнителями, оказывают существенное влияние на структурно-морфологические, физико-механические и трибологические характеристики формирующихся наноматериалов [1-7].

Результаты и обсуждение

В настоящей работе приведены результаты комплексной диагностики синтезированных термоэластопластов на основе соПУИ и соПЭИ на нано-, мезо- и микроуровнях, полученные методами атомно-силовой и поляризационной оптической микроскопии (АСМ и ПОМ), просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии (ПЭМ и СЭМ). Установлены корреляции между параметрами синтеза, формой, размерами и структурой нанонаполнителя, его распределением в матрице, характером межфазных взаимодействий, локальными и макроскопическими механическими, трибологи-

ческими характеристиками и теплостойкостью синтезированных термоэластопластов. Методами СЭМ и ПЭМ показано, что ОСУНТ достаточно равномерно распределяются в полимерной матрице (Рис. 1). Напротив, графен неравномерно распределяется в объеме композита (Рис. 2), на сколах хорошо видны пачки из нескольких графеновых слоев (выделено белым квадратом на микрофотографии).

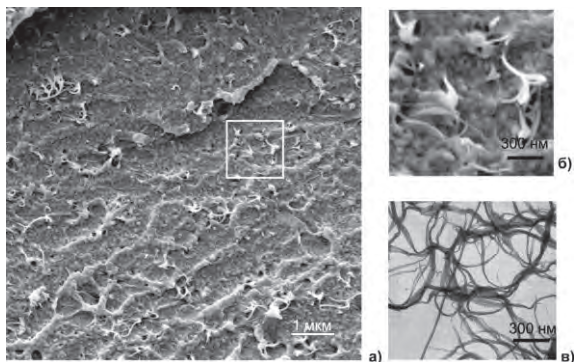


Рис. 1. СЭМ (а,б) и ПЭМ (в) микрофотографии: а) скола нанокompозита на основе аморфного соПУИ + 1 вес.% ОСУНТ при температуре жидкого азота, б) увеличенный фрагмент скола, в) углеродные нанотрубки, использованные для введения в соПУИ

Эксперименты по введению в разрабатываемые сегментные соПУИ углеродных наночастиц (ОСУНТ, УНВ, графен) показали неожиданный результат - недостаточно хорошую совместимость этих наполнителей с матричными полимерами и формирование крупных агрегатов в случае графена, наблюдаемых методами СЭМ и ПЭМ (Рис. 2).

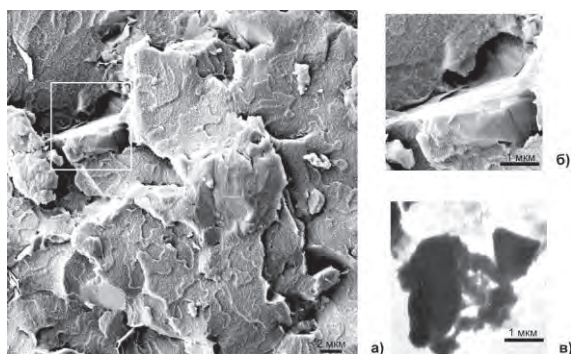


Рис. 2. СЭМ (а,б) и ПЭМ (в) микрофотографии: а) скола нанокompозита на основе аморфного соПУИ + 1 вес.% графена при температуре жидкого азота, б) увеличенный фрагмент скола, в) частицы исходного графена

Соответственно, композиционные пленки с графеном характеризовались низкой величиной предельной деформации до разрушения. Методами АСМ и ПОМ показано, что в зависимости от уровня адгезии композиционной сополимерной пленки, образующейся при сушке раствора и последующей тер-

мообработке, реализуется различная степень плоскостной ориентации макромолекул полимера, что напрямую сказывается на его физико-механических и трибологических характеристиках.

Заключение

С помощью АСМ и электронно-микроскопических исследований в проекте разработаны прочные, эластичные и теплостойкие композиционные пленки имидсодержащих термоэластопластов, которые, благодаря характерной для них мультиблочной морфологии, хорошим механическим и трибологическим характеристикам и высокой износостойкости, перспективны для использования в качестве антифрикционных покрытий (коэффициент трения ~ 0.05), а также в качестве мембран для переработки ароматических углеводородов.

Работа финансировалась РФФИ (грант № 16-53-00178 Бел_а) и БРФФИ (грант № Ф16Р-142).

Литература

1. Т.Е. Sukhanova, Т.А. Kuznetsova, V.A. Lapitskaya, *et al.* // In a Book: "Atomic-Force Microscopy and Its Applications". Eds. T. Tański, M. Staszuk, B. Ziębowicz. London: IntechOpen, 69-89 (2019).
2. Kuznetsova T.A., Zubar T.I., Lapitskaya V.A., *et al.* // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering, 256, 012022, 1-7 (2017).
3. Т.Е. Суханова, Т.А. Кузнецова, М.Э. Вылегжанина, и др. // Труды XIX Междунар. Симп. «Нанофизика и нанoeлектроника», Н. Новгород, 10-14 марта, Т.1, 292-295 (2015).
4. Суханова Т.Е., Кузнецова Т.А., Вылегжанина М.Э., и др.// Нанотехнологии: наука и производство, № 4, 55-64 (2017).
5. Суханова Т.Е., Кузнецова Т.А., Вылегжанина М.Э., и др. // Сб. докл. XII Междунар. конф. "Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии БелСЗМ-2016", 18-21 октября, Минск, Беларусь, 8-17 (2016).
6. Суханова Т.Е., Вылегжанина М.Э., Диденко А.Л., и др. // Труды XXI Междунар. симп. "Нанофизика и нанoeлектроника", Н. Новгород, Россия, 13-16 марта, Т.1, 331-332 (2017).
7. Лапицкая В.А., Суханова Т.Е., Кузнецова Т.А., и др. // Тезисы Междунар. научно-техн. конф. «Полимерные композиты и трибология (Поликомтриб-2017)», 27 - 30 июня, Гомель, Беларусь, 204 (2017).

Магнитно-силовая микроскопия. О некоторых приемах улучшения качества изображений

А.Г. Темирязов

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190.

temiryazev@gmail.com

Рассмотрены основные факторы, приводящие к ухудшению изображений, получаемых с помощью магнитно-силовой микроскопии. Представлены методические рекомендации, позволяющие ослабить влияние данных факторов.

Введение

Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) является одной из основных методик сканирующей зондовой микроскопии. В последнее время роль МСМ возрастает в связи с развитием спинтроники и увеличением числа исследований, связанных с созданием энергоэффективной памяти.

Можно выделить три причины, часто приводящие к ухудшению магнитных изображений, а иногда и к появлению артефактов. Это наличие электростатического взаимодействия зонда с образцом, загрязнение зонда, искажение или перестройка доменной структуры под действием поля зонда. Рассмотрим их подробнее.

Электростатическое взаимодействие

Наиболее распространенным методом МСМ является двухпроходное сканирование, когда на каждой линии скана зонд на втором проходе повторяет профиль поверхности, проходя на некоторой высоте от нее. Электростатическое взаимодействие, как и магнитное, является дальнедействующим и также приводит к смещению резонансной частоты зонда. При наличии разности потенциалов между зондом и образцом влияние электростатического взаимодействия может быть очень сильным. Разность потенциалов может возникать как из-за заряда на поверхности диэлектриков, так и из-за контактной разности потенциалов при заземленном проводящем образце. Если изменения потенциала поверхности незначительны, то электрическое поле вблизи нее однородно. Повторяя профиль находящихся на поверхности дефектов или посторонних включений, зонд то приближается, то удаляется от образца. Сила электростатического взаимодействия из-

меняется, и на магнитную картинку накладывается вклад, связанный с профилем поверхности. Чтобы уменьшить этот эффект, можно во-первых, выровнять потенциалы зонда и образца, во-вторых, не отслеживать профиль, а, например, сканировать по плоскости – рис.1. В зависимости от конкретной задачи оптимальным является то или иное решение.

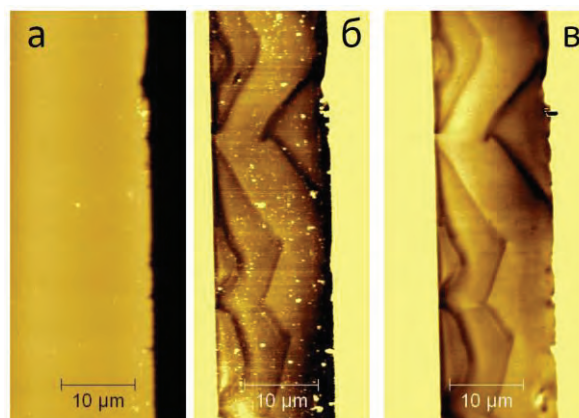


Рис. 1. Измерения торца пленки феррита-граната. (а) – топография; (б) – МСМ изображение при двухпроходной методике; (в) – МСМ изображение при сканировании по плоскости

Загрязнение зонда

Резкое ухудшение контраста МСМ изображения часто связано с загрязнением зонда. Частица диаметром 100-200 нм, адсорбированная на кончике иглы (рис. 2а), увеличивает расстояние от магнитного покрытия зонда до поверхности.

Наличие такой частицы в некоторых случаях может не сказываться на качестве топографического изображения, однако магнитное взаимодействие ослабевает. Часто удается убрать загрязнение с самого кончика иглы, переведя зонд в контакт с образцом

и выполнив в этом режиме передвижение по поверхности.

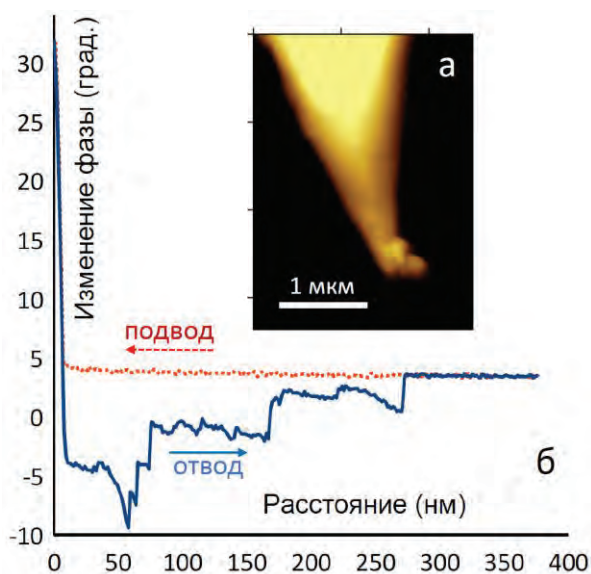


Рис. 2. (а) – АСМ изображение загрязненного кончика зонда. (б) – зависимость фазы от расстояния

Иногда при двухпроходном сканировании на МСМ изображениях наблюдаются дефекты в виде темных полос. Кажется, что зонд на втором проходе задевает за поверхность. Физическая природа, этого эффекта не вполне понятна, однако устранить его влияние можно. На рис. 2б показаны фазовые кривые подвода и отвода зонда, при сканировании которым полосы хорошего МСМ изображения перемежались сериями дефектных линий. Как видно, при отводе зонда на существенное расстояние (до 270 нм) на него все еще действует значительная сила. Далее связь зонда с поверхностью разрывается, и при подводе уже вновь не возникает. Таким образом, если мы хотим выполнить второй проход при подъеме на 20 нм, важно, с какой стороны выйти на эту высоту. Если при двухпроходном сканировании обеспечить подъем зонда на несколько сот нанометров перед началом второго прохода, дефекты изображения не возникнут.

Влияние поля зонда

Искажение или перестройка доменной структуры под действием поля зонда является основной проблемой МСМ. Два основных пути ее решения – уменьшение магнитного момента зонда и увеличение расстояния до поверхности. При использовании более тонких магнитных покрытий отношение сигнал-шум при МСМ измерениях существенно ухудшается. Особое внимание в этом случае следу-

ет обратить на точность высоты второго прохода. Как правило, оптимальным можно считать расстояние h между поверхностью и нижней точкой осциллирующего зонда равное 5-10 нм. Аппаратурно выставяемый подъем H будет зависеть от начальной амплитуды осцилляций A_0 и рабочей точки A_{SP} (set point). Соотношение между h и H можно найти из кривой подвода - рис. 3. При этом предполагается, что на первом и втором проходах амплитуды A_0 одинаковы. Это несколько отличается от параметров, устанавливаемых по умолчанию в некоторых программах. Тем не менее, уменьшать A_0 на втором проходе вряд ли имеет смысл. На малых амплитудах шум фазы сильно возрастает.

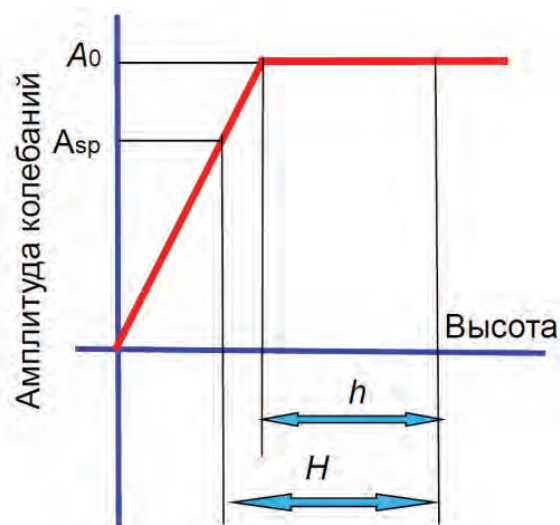


Рис. 3. Определение высоты второго прохода по кривой подвода

Второй подход – увеличение расстояния от зонда до поверхности, имеет ряд особенностей, связанных с опасностью изменить доменную структуру уже на первом проходе или просто при подводе зонда к поверхности.

Иногда требуется вообще не допускать касания зондом образца, по крайней мере в области сканирования. В этом случае можно искусственно усилить электростатическое взаимодействие (подав напряжение на зонд) для того, чтобы определить положение поверхности, не приближаясь близко к ней. Этот подход был использован в работе [1].

Литература

1. А.Г. Темирязов, М.П. Темиряева, А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Кудрин // ФТТ, том 60, вып. 11 стр. 2148-2165 (2018).

МСМ исследование процессов перемагничивания микро- и наноструктур на основе многослойных пленок TbCo₂/FeCo

М.П. Темирязева^{1*}, М.В. Логунов², С.А. Никитов^{2,3}, С.С. Сафонов², А.Г. Темирязев¹, S. Giordano⁴, T. Mathurin⁴, Y. Dusch⁴, N. Tiercelin⁴, P. Pernod⁴

1 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190.

2 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009.

3 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

4 Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, ISEN, Univ. Valenciennes, UMR 8520 IEMN

* mtemiryazeva@gmail.com

Представлены результаты исследования методами магнитно-силовой микроскопии доменной структуры и процессов перемагничивания массивов микро- и наноструктур различной формы, изготовленных на основе многослойных пленок TbCo₂/FeCo. Магнитные микроструктуры созданы с помощью электронно-лучевой литографии, наноструктуры с различной степенью дипольного взаимодействия между отдельными элементами – с помощью импульсной силовой нанолитографии.

Введение

Многослойные пленки состава TbCo₂/FeCo, благодаря своим магнитоупругим свойствам и малыми затратами энергии на переключение состояния намагниченности, представляются перспективным материалом для создания логических и запоминающих наноустройств спинтроники [1]. Латеральные размеры отдельных элементов подобных устройств должны иметь микронные или субмикронные размеры. Это ограничивает возможности использования оптических методик исследования. Более удобным представляется применение зондовой микроскопии как для визуализации доменной структуры магнитных элементов методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ), так и для обработки пленок и создания наноструктур.

Методика эксперимента

Массивы микро- и наноструктур различной формы (полоски, диски и т. д.) с минимальными размерами порядка 0.5 мкм были созданы с помощью электронно-лучевой литографии из исходной пленки TbCo₂/FeCo [2].

Общая толщина многослойной пленки TbCo₂/FeCo – 20 нм, ось легкого намагничивания лежит в плоскости пленки. МСМ исследования были выполнены с использованием атомно-силового микроскопа SmartSPM (AIST-NT), оснащенного магнитом. Это позволило проводить измерения при изменении внешнего магнитного поля, приложенного в плос-

кости пленки. Использовались магнитные зонды PPP-LM-MFMR (Nanosensors) с пониженным магнитным моментом. Были выполнены два типа экспериментов. На первом этапе исследовались процессы перемагничивания массивов элементов различной формы (рис. 1).

На следующем этапе мы использовали методику импульсной силовой нанолитографии [3] и с помощью зондов, оснащенных монокристаллической алмазной иглой (D300, SCDprobes), выполнили разрезы отдельных микрополосок. Таким образом был изготовлен набор элементов субмикронных размеров, степень дипольной связи между которыми могла варьироваться за счет большей или меньшей ширины разреза.

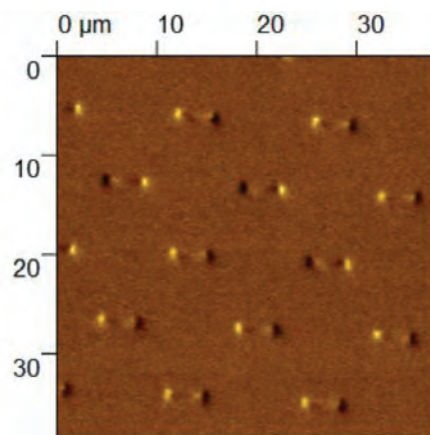


Рис. 1. МСМ изображение массива магнитных полосок во внешнем магнитном поле. Видно, что полоски различаются направлением намагниченности

Результаты и обсуждение

Для массивов микроструктур различной формы были получены серии МСМ изображений при изменении внешнего магнитного поля (± 800 Э), приложенного в плоскости пленки вдоль и перпендикулярно оси легкого намагничивания. Это позволило выяснить пороговые напряженности полей, соответствующие различным процессам перемагничивания, а также диапазоны разброса пороговых полей, что позволяет характеризовать степень идентичности отдельных элементов. В микроструктурах в виде полосок перемагничивание происходило, как правило, путем переворота намагниченности из одного мономерного состояния в другое без образования промежуточных доменных структур. В то же время в микроструктурах в виде дисков переворот намагниченности мог происходить через образование промежуточной доменной структуры (рис. 2).

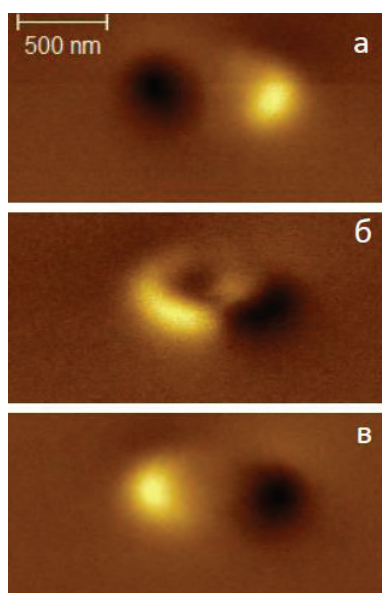


Рис. 2. Образование доменной структуры при перемагничивании микроструктуры в форме диска

Из исходных микрополосок с помощью импульсной силовой нанолитографии были изготовлены магнитные наноструктуры различной формы. На рис. 3(а) представлено МСМ изображение микрополоски, разделенной на 6 частей (один горизонтальный и два вертикальных разреза). Поскольку разрезы узкие, шириной около 20 нм, между частями возникает сильная дипольная связь. Это сказывается на характере распределения намагниченности. В каждом отдельном элементе наблюдается мономерное состояние, однако при переходе к соседнему элементу направление намагниченности

меняется на противоположное. Структура, изображенная на рис. 3(б), также состоит из 6 элементов (4 узких вертикальных разреза и 1 широкой). Самая узкая магнитная полоска имеет ширину менее 150 нм. Расстояние от нее до находящегося справа прямоугольного элемента около 300 нм. Такая геометрия позволяет исследовать процессы перемагничивания в наноструктурах с различной степенью дипольной связи между отдельными элементами. На рис. 3(в) показано МСМ изображение полоски, разделенной на части широкими разрезами. Внутри элементов наблюдаются доменные структуры. Их вид, а также характер перестройки во внешнем магнитном поле зависит от формы элементов и магнитных параметров пленки. Анализ МСМ изображений наноструктур позволяет оценить степень однородности локальных параметров пленки на субмикронном масштабе.

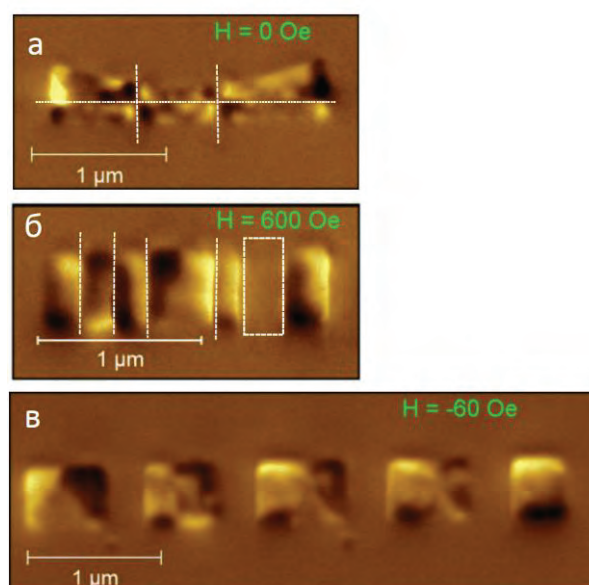


Рис. 3. МСМ изображения магнитных наноструктур

Работа частично выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 18-52-16006 и 18-29-27020.

Литература

1. T. Mathurin, S. Giordano, Y. Dusch *et al.* // *Phys. Rev. B.*, V. 95, 140405(R) (2017).
2. М. В. Логунов, С. А. Никитов, А. Г. Темирязов *и др.* // *Изв. РАН. Серия физ.*, Т. 84, 251 (2020).
3. А. Temiryazev // *Diamond & Related Materials*, V. 48, 60 (2014).

Методы атомно-силовой микроскопии для исследования суперпротонных кристаллов

А.Л. Толстихина*, Р.В. Гайнутдинов, Е.В. Селезнева, И.П. Макарова

1 Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский просп. 59, Москва, 119333.

*alla@ns.crys.ras.ru

Проведены комплексные исследования кристаллов-суперпротоников, представляющих семейство кислых солей щелочных металлов. Методом атомно-силовой микроскопии изучена поверхность и локальные электрические свойства кристаллов $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$ и $(NH_4)_3H(SeO_4)_2$. Методом микроскопии пьезоэлектрического отклика зарегистрирован фазовый переход (из парафазы в сегнетофазу) в кристалле $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$ при понижении температуры до 282 К. Полученные результаты дополняют данные структурного анализа и диэлектрической спектроскопии.

Введение

Кристаллы – суперпротоники, являющиеся по составу кислыми солями щелочных металлов $M_mH_n(AO_4)_{(m+n)/2} \cdot yH_2O$ ($M = K, Rb, Cs, NH_4, AO_4 = SO_4, SeO_4, HPO_4, HAsO_4$), представляют интерес как перспективные материалы для создания различных электрохимических устройств. Одна из важнейших характеристик этих кристаллов — протонная проводимость, которая достигает $10^{-3} - 10^{-1} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ в диапазоне рабочих температур 320 – 500 К. Проводимость этих материалов связана с их структурными особенностями, а не с допирующими добавками, что обуславливает их уникальность в классе протонных проводников.

Структурный анализ считается наиболее информативным методом изучения механизмов фазовых переходов на атомном уровне, включая суперпротонные фазы. Однако для однозначной интерпретации полученных данных и установления связи структуры и свойств необходима дополнительная информация.

Ценным источником информации может стать метод атомно-силовой микроскопии (АСМ) и его различные электрические модификации. В частности, одна из них — микроскопия пьезоэлектрического отклика (МПО) позволяет наблюдать *in situ* фазовые переходы (ФП), например, из пара- в сегнетоэлектрическое состояние в отдельных сегнетоэлектриках. Литературные данные о применении АСМ к изучению суперпротонных фаз практически отсутствуют, что обусловлено сложностью проведения таких экспериментов. И прежде всего ограничением температурного диапазона измерений коммерческих приборов от 243 до 393 К на воздухе (ячейка MP6LC, HT-MDT Spectrum Instruments). Ситуация усложняется еще и тем, что и у большинства супер-

протоников переходы в фазу с высокой проводимостью происходят при повышении температуры.

В данной работе на примере изоструктурных кристаллов $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$ и $(NH_4)_3H(SeO_4)_2$ с подходящими температурами фазового перехода ($T_{фп}$) (табл. 1) продемонстрированы возможности АСМ в изучении суперпротонных кристаллов.

Таблица 1. Параметры суперпротонных кристаллов.

Химическая формула	$T_{фп}$	Простр. группа
$(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$	293 К	$R\bar{3} \leftrightarrow R\bar{3}m$
$(NH_4)_3H(SeO_4)_2$	310 К	$R\bar{3} \leftrightarrow R\bar{3}m$

Методика измерений и образцы

Кристаллы $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$ и $(NH_4)_3H(SeO_4)_2$ выращены в Институте кристаллографии методом управляемого снижения растворимости из водных растворов соответствующих солей. Структуру и формульный состав кристаллов уточняли с помощью рентгеноструктурного анализа на дифрактометре Xcalibur S фирмы Oxford Diffraction с двумерным CCD детектором при температуре 295 К.

Исследование образцов проводили на атомно-силовом микроскопе NTEGRA Prima (NT-MDT Spectrum Instruments, Зеленоград) в условиях чистой зоны в контрольно-измерительном комплексе «TRACKPORE ROOM-05» (класс чистоты 5 ИСО(100), точность поддержания температуры воздушной среды в чистой зоне в диапазоне $298 \pm 5 \text{ К} \pm 0.05 \text{ К}$, относительная влажность воздуха $35\% \pm 1\%$). Температурные измерения локальных физических свойств кристаллов проводили на атомно-силовом микроскопе NTEGRA Prima (NT-MDT Spectrum Instruments, Зеленоград) со скани-

рующей измерительной головкой SMENA SFC102LNTFc контроллером PB2.0 для реализации прыжковой моды и ячейкой с контролем температуры MP6LC с диапазоном поддержания температуры от 243 К до 393 К на воздухе.

Методом АСМ изучена поверхность естественного скола монокристаллов $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$. Показано, что образующиеся на поверхности кристаллов сверхтонкие детали нанорельефа – ямки и выступы с устойчивыми параметрами по высоте (глубине) ~ 0.7 нм, соответствуют величине $1/3 c$ в элементарной ячейке. Из изображений фазового контраста следует, что поверхность кристалла $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$, полученная свежим сколом, однородна с точки зрения фазового состава. При выдержке в атмосферных условиях в течение 24 ч поверхность деградирует. Методом МПО было установлено, что при $T = 296$ К кристалл $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$ находится в параэлектриче-

ской фазе. При понижении температуры до 282 К наблюдается переход в сегнетоэлектрическое состояние. При дальнейшем изменении T от 282 до 278 К структурных изменений не было замечено. На монодоменных участках исследуемого образца можно видеть небольшие домены размером около 1 мкм противоположного знака (рис. 1а). При нагреве до 296 К кристалл из сегнетофазы опять переходил в парафазу.

Измерение механических свойств в гибридной моде позволяет наблюдать небольшие участки с твердостью ниже, чем у основной матрицы (рис. 1б). Метод сканирующей микроскопии Кельвина выявил неоднородное распределение потенциала поверхности образцов после двукратного изменения температуры (охлаждение – нагрев) (рис. 1в).

Получены данные о строении поверхности и локальных электрических характеристиках кристаллов $(NH_4)_3H(SeO_4)_2$.

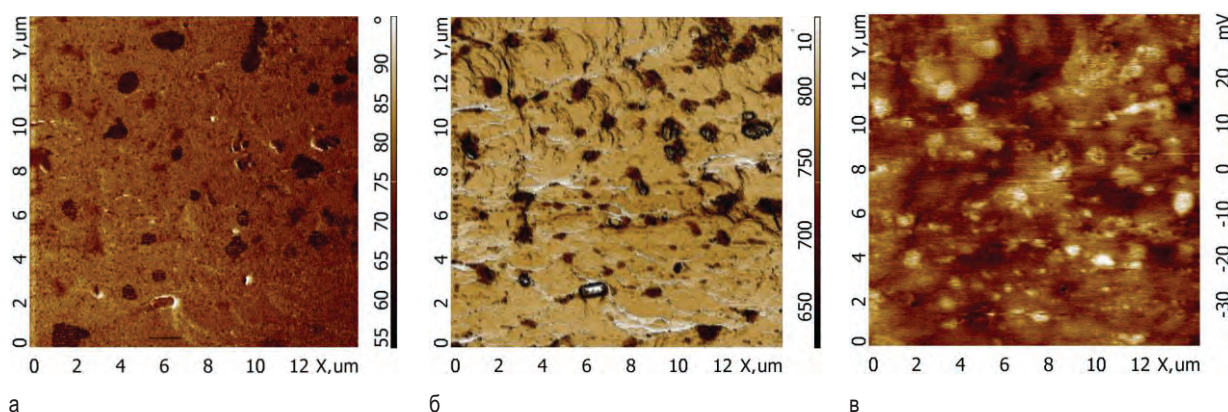


Рис. 1. Изображение полированной поверхности (001) кристалла $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$: а – пьезоотклик (микроскопия пьезоэлектрического отклика, фаза латерального пьезоотклика), $T = 278$ К; б – жесткость (гибридная мода), $T = 282$ К; в – потенциал поверхности (сканирующая микроскопия Кельвина $T = 303$ К)

Заключение

Методом АСМ получены данные о строении поверхности естественного скола и полированной поверхности кристаллов $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$ и $(NH_4)_3H(SeO_4)_2$. Методом МПО впервые зарегистрирован фазовый переход (из парафазы в сегнетофазу) в кристалле $(K_{0.43}(NH_4)_{0.57})_3H(SO_4)_2$ при температуре ~ 282 К. Данные АСМ согласуются с результатами диэлектрической спектроскопии и структурного анализа. Методом проводящей АСМ измерена локальная проводимость кристаллов. Продемонстрированы возможности АСМ в исследовании суперпротонных кристаллов.

Авторы выражают благодарность В.В. Долбининой (ИК РАН) за образцы кристаллов, А.С. Калинин (NT-MDT Spectrum Instruments) за помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и частично при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН 1.2.П № 32. Эксперименты проводились с использованием оборудования ЦКП ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» при поддержке Минобрнауки (проект RFMEFI62119X0035).

Реконструкции свинца на поверхности Si(100)

Т.В. Утас^{1,*}, В.Г. Котляр¹, О.А. Утас¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, Г.В. Грузнев¹,
А.В. Зотов^{1,2}, А.А. Саранин^{1,2}

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041.

² Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, г. Владивосток, 690091.

* kasyanova@mail.dvo.ru

Данная работа посвящена тому, как на Si(100) адсорбируются атомы свинца при комнатной температуре и какие при этом образуются поверхностные реконструкции. Исследования проводились методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), дифракции медленных электронов (ДМЭ), а также были проведены теоретические расчеты атомных структур в рамках теории функционала плотности (ТФП). Было обнаружено, что при напылении 0,5 МС свинца на чистую поверхность Si(100)2x1, образуется структура Si(100)2x2-Pb (двух типов – «параллельная» и «перпендикулярная»). Адсорбция свинца до 0,75 МС приводит к формированию структуры c(4x8)-Pb, состоящей из цепочек. В результате напыления примерно 1,5 МС Pb почти вся поверхность будет заполнена поверхностной реконструкцией Si(100)2x1-Pb. Линейку поверхностных структур завершает c(4x4)-Pb.

Введение

Система Pb/Si представляет особый интерес в связи со своими уникальными свойствами. Для реконструкций Pb/Si(111) получены интересные результаты, например, необычное атомарное строение, так называемая «дьявольская лестница», несоответствующие фазы двух типов (гексагональные и в виде полосок), сверхпроводимость. При этом система Pb/Si(100) изучена в значительно меньшей степени.

Методика эксперимента

Эксперименты проводились на сверхвысоковакуумной установке Omicron STM с давлением в камере 10^{-10} Торр, оснащенной методами СТМ и ДМЭ. Атомарно-чистая поверхность Si(100)2x1 получалась в результате кратковременного отжига образца (25 сек) при $T=1250^{\circ}\text{C}$ с последующим прогревом (1 час) при 830°C . Формирование реконструкций Pb/Si(100) проводилось в результате адсорбции свинца со скоростью 0,5 МС/мин на поверхности Si(100) при комнатной температуре. Скорость напыления свинца калибровалась по площади покрытия известной структурой Si(100)2x2-Pb, для которой характерно 0,5 МС.

Расчеты структур проводились из первых принципов в рамках теории функционала плотности (ТФП).

Результаты и обсуждения

В результате адсорбции свинца на Si(100) в широком диапазоне покрытий 0 ÷ 4 МС при комнатной температуре получена вся линейка поверхностных

реконструкций: 2x2-Pb, c(4x8)-Pb, 2x1-Pb и c(4x4)-Pb (далее начинается рост островков Pb). На графике (на рис.1) показаны доли площади, занятой каждой из структур в зависимости от времени напыления Pb, определены характерные значения покрытий и диапазоны существования структуры.

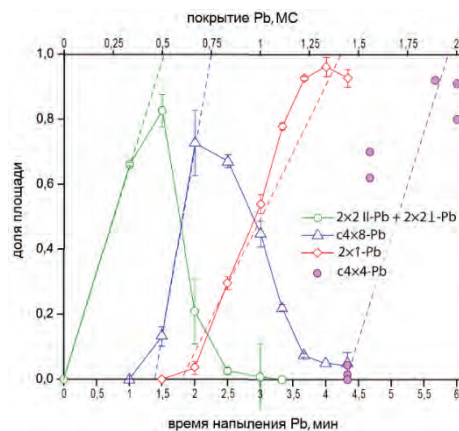


Рис. 1. Доли площади, покрытой структурами 2x2-Pb, c(4x8)-Pb, 2x1-Pb и c(4x4)-Pb от времени напыления Pb

По СТМ изображениям высокого разрешения и теоретическим расчетам структур были предложены модели для каждой структуры, количество атомов в которых точно согласуется с графиком на рисунке 1.

На СТМ изображении (рис.2) показаны одновременно димерные ряды 2x2 «параллельные» и «перпендикулярные» по отношению к димерам кремния. Для обеих структур характерно покрытие 0,5 МС, но «параллельные» димеры энергетически выгоднее «перпендикулярных».

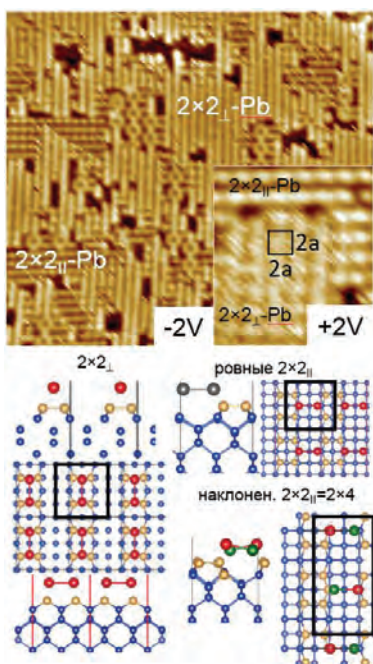


Рис. 2. Сосуществование на поверхности Si(100) двух структур 2x2-Pb: димеры Pb, «перпендикулярные» и «параллельные» по отношению к димерам Si. Модели для обеих структур

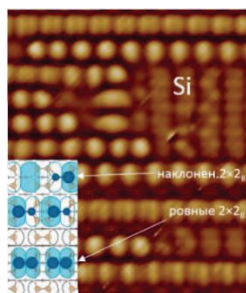


Рис. 3. STM изображение (-2В, 1нА) поверхности Si(100)2x1, частично покрытой рядами «параллельных» димеров свинца 2x2-Pb. Показаны ряды наклоненных и ровных димеров и их схемы. Тёмно-синие круги – атомы Pb, светло-коричневые – атомы Si. Чем больше кружок на схеме, тем выше атом на поверхности

На рисунке 3 показаны STM изображения, на которых показано, что «перпендикулярные» димеры Pb 2x2-Pb чаще всего перекошенные или «наклонённые» с одним максимумом на ячейку 2x2 (в заполненных состояниях поверхности период 2x4, в незаполненных состояниях период 2x2).

Некоторые ряды 2x2-Pb образованы симметричными («ровные») димерами свинца (по два максимума на ячейку 2x2). На рисунке 4 показаны STM изображения структуры c(4x8)-Pb в виде «цепочек» с характерным покрытием 0,75 МС.

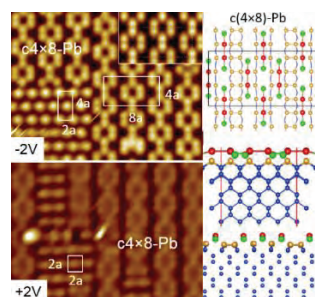


Рис. 4. STM изображение (-2В и +2В) поверхности Si(100)c(4x8)-Pb и участки 2x2-Pb_{II}. Атомная модель структуры c(4x8)-Pb

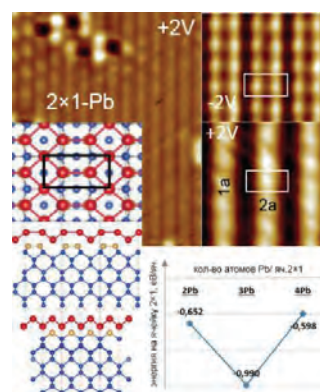


Рис. 5. STM изображение (-2В и +2В) поверхности Si(100)2x1-Pb. Прямоугольником показана ячейка 2x1

На рисунке 5 показаны STM изображения и теоретически рассчитанная модель структуры Si(100)2x1-Pb. Согласно модели, на ячейку 2x1-Pb приходится три атома свинца, т.е. 1,5МС Pb (энергетически выгодная структура).

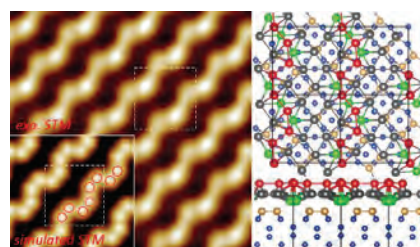


Рис. 6. STM изображение (-2В) и модель поверхности Si(100)c(4x4)-Pb. Пунктиром показана ячейка c(4x4)

На рисунке 6 показана самая плотная поверхностная структура c(4x4)-Pb. Согласно модели, в данной структуре три слоя свинца, в них 15/8 = 1,875 МС Pb. Зигзагообразные ряды свинца располагаются под 45° по отношению к димерным рядам Si (под свинцом димеры Si не разрушаются). В данной структуре атомы Pb располагаются в трёх слоях.

Данная работа поддержана грантами РФФИ № 18-52-52012 и 19-02-00528.

Исследование резонансной активации резистивного переключения в плёнках $ZrO_2(Y)$ методом атомно-силовой микроскопии

Д.О. Филатов^{1,*}, М.А. Рябова¹, Д.А. Антонов¹, И.Н. Антонов¹, О.Н. Горшков¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр-т. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*dmitry_filatov@inbox.ru

Исследовано резистивное переключение (РП) в контакте зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) к плёнке $ZrO_2(Y)$ на проводящей подложке треугольными импульсами с наложением высокочастотного (ВЧ) синусоидального сигнала. На зависимости разности силы тока через АСМ зонд в низкоомном и высокоомном состояниях плёнки $ZrO_2(Y)$ от частоты ВЧ сигнала наблюдался максимум при ≈ 6 кГц, соответствующей частоте перескоков ионов O^{2-} по вакансиям кислорода при 300 К. Эффект связан с резонансной активацией диффузии ионов O^{2-} по вакансиям ВЧ электрическим полем.

Введение

В последние годы исследования резистивного переключения (РП) в тонких диэлектрических плёнках привлекают внимание в связи с перспективами создания на их основе элементов энергонезависимой памяти нового поколения (мемристоров), нейроморфных компьютеров и т.д. [1]. В настоящее время практическое применение мемристоров сдерживается недостаточной стабильностью их параметров, что обусловлено стохастической природой механизма РП, в котором принимает участие малое (счетное) число атомов (ионов) [2]. В [3] при исследовании локального РП в контакте проводящего зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) к плёнке $ZrO_2(Y)$ на проводящей подложке (в совокупности образующими виртуальный мемристор размерами < 10 нм) с наложением высокочастотного (ВЧ) синусоидального сигнала на треугольные переключающие импульсы было обнаружено увеличение стабильности РП, связанное, предположительно, с резонансной активацией диффузии ионов O^{2-} под влиянием внешнего ВЧ электрического поля.

В настоящей работе, с целью подтверждения этой гипотезы, методом АСМ исследована зависимость параметров РП виртуального мемристора на основе $ZrO_2(Y)$ от частоты накладываемого ВЧ сигнала.

Методика эксперимента

Плёнки $ZrO_2(Y)$ ($\approx 12\%$ мол. Y_2O_3) толщиной ≈ 5 нм формировались на подложках TiN(25 нм)/Ti(25 нм)/SiO₂(0,5 μ m)/Si(001) методом ВЧ магнетронно-

го осаждения. Исследования локального РП проводились в сверхвысоком вакууме (СВВ) (давление остаточных газов $\sim 10^{-10}$ Торр) с помощью СВВ АСМ Omicron UHV AFM/STM LF1 в контактной моде при 300 К. Использовались Si АСМ зонды с алмазоподобным покрытием NT MDT NSG-11 DLC. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Напряжение между АСМ зондом и образцом $V_g(t)$ генерировалось при помощи цифро-аналогового преобразователя ЦАП контроллера АСМ NT MDT Solver Pro, который использовался в качестве программно-управляемого (с использованием макроязыка Nova Power Script) источника напряжения. Источником синусоидального ВЧ сигнала частотой $f = 0,1-25$ кГц и амплитудой $A = 0,1-2$ В служил встроенный генератор контроллера Solver Pro.

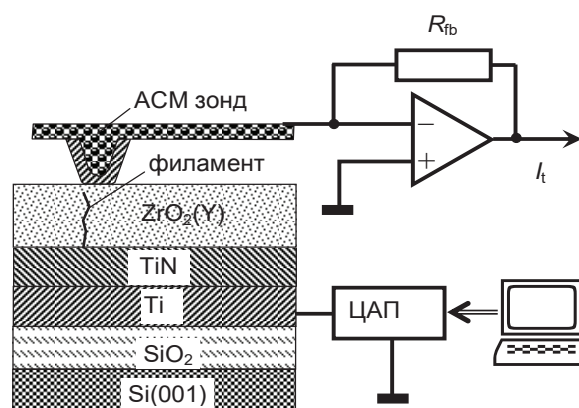


Рис. 1. Схема исследования локального резистивного переключения в плёнке $ZrO_2(Y)$ на проводящей подложке методом АСМ с проводящим зондом

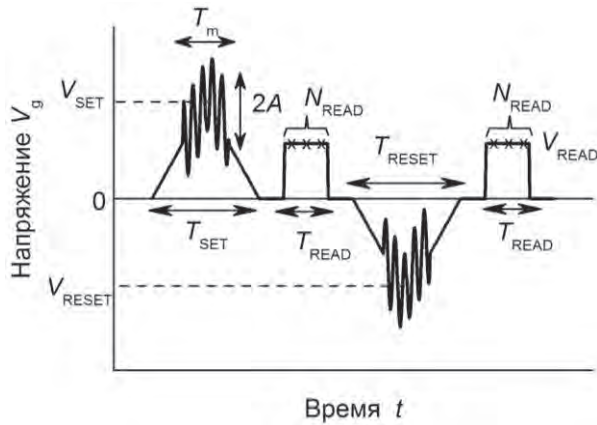


Рис. 2. Протокол измерения значений I_{ON} и I_{OFF} (осциллограмма $V_g(t)$, качественно) при наложении ВЧ синусоидального сигнала на треугольные переключающие импульсы

На рис. 2 показан (качественно) протокол измерений силы тока через АСМ зонд в состояниях с низким и высоким сопротивлением (СНС и СВС) плёнки $ZrO_2(Y)$ I_{ON} и I_{OFF} , соответственно, которые измерялись при подаче импульса чтения амплитудой $V_{READ} = 4.5$ В и усреднялись по $N_{READ} = 10-20$ отсчётам. На треугольные переключающие импульсы длительностью $T_{SET} = T_{RESET} = 1-5$ с и амплитудами V_{SET} и $V_{RESET} = 5-6$ В, соответственно, накладывались пакеты ВЧ синусоидального сигнала длительностью $T_m \sim 0,1 T_{SET}, T_{RESET}$.

Результаты и обсуждение

На зависимости разности $I_{ON} - I_{OFF}$ от f (рис. 3) наблюдался максимум при $f \approx 6$ кГц, соответствующей характерной частоте перескока ионов O^{2-} на соседние вакансии кислорода $ZrO_2(Y)$ при 300 К [4,5]. Это подтверждает, что наблюдавшееся в [3] улучшение стабильности характеристик виртуального мемристора, образованного контактом АСМ зонда с плёнкой $ZrO_2(Y)$, обусловлено резонансной активацией миграции (дрейфа/диффузии) ионов O^{2-} по вакансиям кислорода в $ZrO_2(Y)$, которая является элементарным физическим процессом, лежащим в основе механизма РП в функциональных диэлектриках на базе оксидов [1]. Тем самым, переменное внешнее электрическое поле стимулирует образование и разрыв проводящих филаментов в (квази)стационарном (медленно меняющемся) внешнем электрическом поле в ходе процессов переключения из СВС в СНС и обратно (SET и RESET процессы, соответственно).

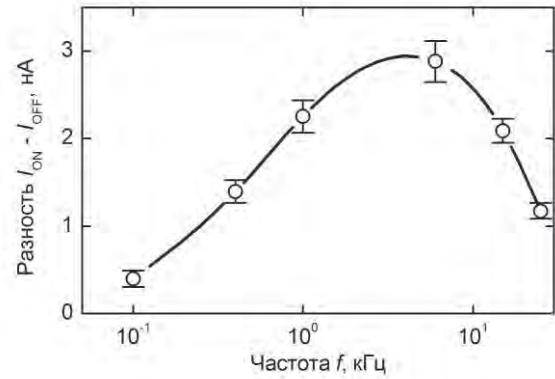


Рис. 3. Зависимость разности $I_{ON} - I_{OFF}$ от f . $A = 0,2$ В

Эффект резонансной активации различных физических и химических процессов периодическим внешним воздействием на одной из характерных внутренних частот относится к широкому классу явлений, присущих стохастическим мультистабильным системам (наряду с эффектами стохастического резонанса, стабилизации поведения системы под действием внешних и внутренних шумов и т.п.) и проявляется во многих областях химии и физики [6]. Результаты настоящей работы показывают перспективы использования этого явления в мемристорной электронике для повышения стабильности мемристоров и устройств энергонезависимой памяти на их основе путём применения соответствующих протоколов переключения.

Работа поддержана РФФИ (18-42-520059p_a).

Литература

1. D. Ielmini, R. Waser. Resistive Switching: From Fundamentals of Nanoionic Redox Processes to Memristive Device Applications. Wiley-VCH, 2016.
2. P. Parreira, G. W. Paterson, S. McVitie *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. V.49, 095111 (2016).
3. Д. О. Филатов, М. Н. Коряжкина, Д. А. Антонов *и др.* // ЖТФ, Т. 89, 1669 (2019).
4. D. Filatov, S. Tikhov, O. Gorshkov *et al.* // Adv. Cond. Mat. Phys. 2028491 (2018).
5. A. V. Yakimov, D. O. Filatov, O. N. Gorshkov *et al.* // Appl. Phys. Lett. V.114, 253506 (2019).
6. L. Gammaitoni, P. Hanggi, P. Jung *et al.* // Rev. Mod. Phys. V.70, 223 (1998).

Зондовая микроскопия и электронно-транспортные свойства тонких эпитаксиальных пленок тугоплавких металлов

Л.А. Фомин^{1,2,*}, И.В. Маликов¹, В.А. Березин¹, А.В. Черных¹, А.Э. Рассадин²,
Б.А. Логинов³, А.Б. Логинов⁴

1 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

2 Нижегородское математическое общество, Нижний Новгород.

3 Национальный исследовательский университет МИЭТ, пл. Шохина, д. 1, Москва, Зеленоград, 124489.

4 Физический факультет Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова, ул. Ленинские Горы, д.1, стр. 2 Москва, 119234.

*fomin@iptm.ru

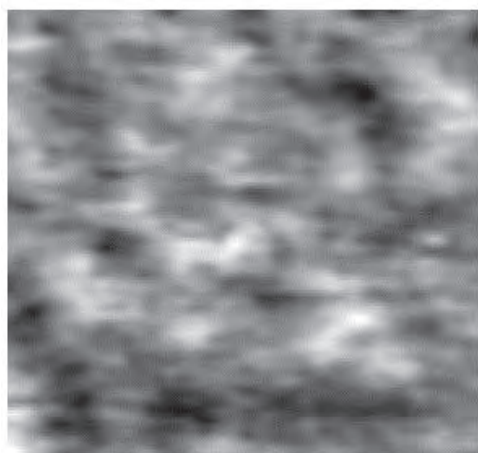
Здесь размещается краткая аннотация тезисов. Например, экспериментально обнаружено проявление влияния ближнего поля на излучательный перенос энергии между туннельно не связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, заключающегося в возрастании интенсивности фотolumинесценции квантовой ямы при резонансном оптическом возбуждении экситонного перехода в соседней более узкой квантовой яме.

Введение

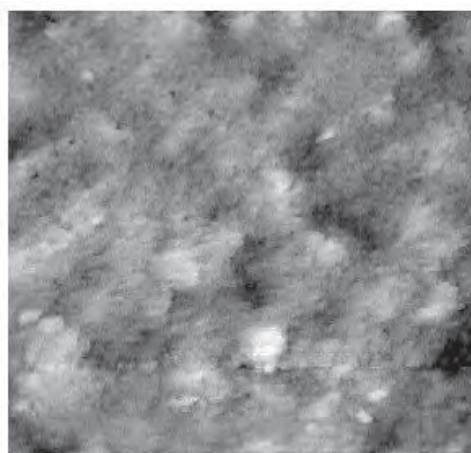
В настоящее время традиционно применяемые в микроэлектронике материалы для создания межсоединений и шин, такие как алюминий и медь, с уменьшением размеров элементов и возрастанием плотности тока в них перестают удовлетворять современным требованиям [1]. Процессы деградации, приводящие к отказам активных и пассивных элементов интегральных схем, активируются с ростом отношения рабочей температуры к температуре плавления. Одним из методов решения указанной проблемы является использование эпитаксиально

выращенных наноразмерных проводников из тугоплавких металлов [2]. В области нанометровых размеров увеличивается вклад в проводимость со стороны баллистического транспорта, могут проявляться квантовые эффекты для скользящих электронов, слаболокализационные эффекты.

Поскольку в тонких монокристаллических проводниках на первое место выходит взаимодействие электронов с поверхностью, представляет интерес исследование статистических свойств их поверхности и их влияния на электронный транспорт.



а



б

Рис. 1. АСМ (а) и СТМ (б) изображения поверхности пленок Мо 300x300 нм, выращенных на R-плоскости сапфира, полученные на микроскопе СММ-2000

Результаты и обсуждение

Методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ) (рис.1), а также АСМ в токах растекания (рис.2) исследована поверхность тонких эпитаксиальных пленок тугоплавких металлов W, Mo, Ta. Пленки выращивались методом импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме на подложках R- и A- плоскостей монокристаллического сапфира. Эпитаксия была подтверждена методами рентгеновской дифрактометрии, а также по электрическим свойствам. Для АСМ и СТМ измерений использовались приборы CMM-2000 и P47 Solver.

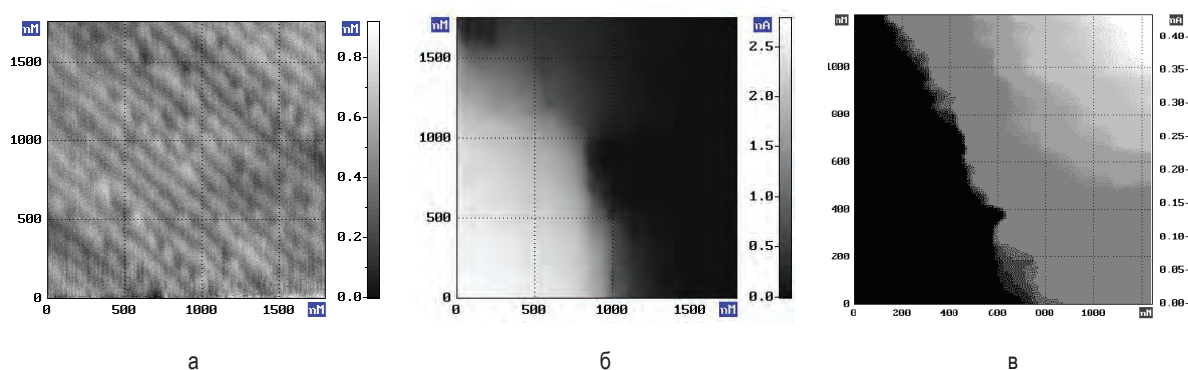


Рис. 2. АСМ (P47 Solver) изображение (а) и изображение в токах растекания (б) края пленки Mo, толщиной ~6 нм, во время одновременной записи проводящим кантилевером, а также изображение в токах растекания края пленки Mo, толщиной ~2 нм (в)

Исследования поверхности в АСМ в режиме токов растекания позволили обнаружить край тонкой пленки на подложке (рис.2). При уменьшении толщины пленок до нескольких нм при низких температурах наблюдалось увеличение сопротивления с уменьшением температуры (рис.3) вследствие слабой локализации [3].

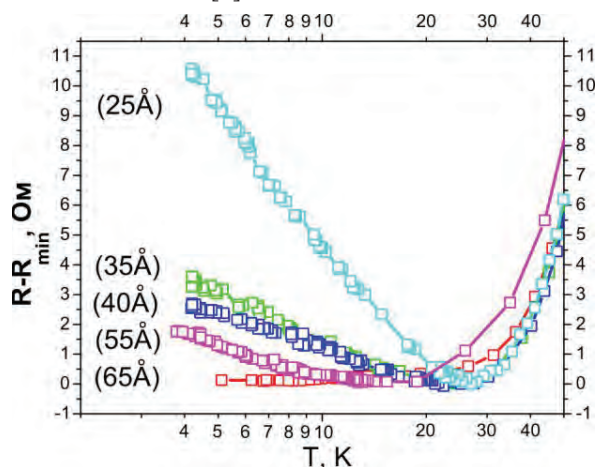


Рис. 3. Температурная зависимость разности сопротивлений $R-R_{\min}$ для различных толщин пленок Mo

Длина свободного пробега электронов при температуре жидкого гелия достигала рекордных значений для тонких эпитаксиальных пленок, около 1 мкм [4]. Разрешение в СТМ при размере сканов менее 300×300 нм почти на порядок выше разрешения в АСМ, из-за чего сканы плёнок в АСМ и СТМ разнятся по исследованным статистическим свойствам, таким как среднеквадратичная шероховатость, корреляционная длина и фрактальная размерность. Экспериментальные результаты сравнивались с известной моделью Кардара-Паризи-Джанга [5].

Найдено, что для малых толщин пленок эта модель формирования поверхности при росте дает результаты, близкие к экспериментальным.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грант 18-08-01356-а.

Литература

1. P. Kapur *et al.* // IEEE Transactions On Electron Devices, V. 49 590-597 (2002).
2. M. Hain *et al.* // Applied Surface Science, V. 91, 374-377 (1995).
3. G. Bergman // Phys. Reports, V. 107 1-58 (1984).
4. Fomin L.A., Malikov I.V., Chernykh A.V. *et al.* // New Nanotechnology Research / Ed. Reece John P. N.-Y.: NovaScience Publ., 1006.
5. M. Kardar, G. Parisi, Y. Zhang // Phys. Rev. Lett. V. 56, 889 (1986).

Изучение влияния колхицина на цитоскелет нативных фибробластов с помощью методов атомно-силовой и конфокальной лазерной сканирующей микроскопии

М.М. Халисов^{1,*}, В.А. Пеннийнен¹, С.А. Подзорова¹, К.И. Тимошук¹,
А.В. Анкудинов^{2,§}, Б.В. Крылов¹

¹ Институт физиологии им. И.П. Павлова РАН, наб. Макарова, 6, Санкт-Петербург, 199034.

² Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*hamax@list.ru, §alex_ank@mail.ru

Колхицин провоцирует деполимеризацию одного из основных компонентов цитоскелета, тубулиновых микротрубочек, которая должна сопровождаться смягчением клеток. В данной работе с помощью атомно-силовой и конфокальной лазерной сканирующей микроскопии было исследовано действие колхицина (1 мкг/мл) на первичную культуру фибробластов сердца новорожденных крысят. Посредством атомно-силовой микроскопии было обнаружено, что колхицин приводит к увеличению жесткости фибробластов, а конфокальная микроскопия позволила выявить рост интенсивности флуоресценции внутриклеточного F-актина под действием исследуемого вещества. Таким образом, получены свидетельства, что клетки после его воздействия становятся не мягче, а жестче. Это объясняется компенсаторным эффектом активации колхицином усиленной полимеризации другого ключевого компонента цитоскелета — актиновых микрофиламентов.

Введение

Колхицин способен ингибировать полимеризацию тубулиновых микротрубочек — одного из основных компонентов цитоскелета клеток. С помощью метода атомно-силовой микроскопии (АСМ) обнаружено, что, несмотря на это, колхицин может провоцировать рост ригидности поверхностного слоя клеток линий VERO и SMCC-7721 [1]. Такой неожиданный результат можно связать с сопутствующим деполимеризации микротрубочек ростом внутриклеточного содержания F-актина и, в частности, с формированием стресс-фибрилл, зарегистрированным ранее на клетках 3T3 и Rat-2 [2]. Сеть актиновых микрофиламентов — ключевая составляющая цитоскелета — считается в наибольшей степени ответственной за механические свойства клетки [3]. В работе [1] нет данных конфокальной микроскопии для однозначной связи упрочнения клеток с ростом количества F-актина. В отличие от упомянутых клеток VERO и SMCC-7721 было установлено, что на механические свойства клеток HL-7702 колхицин практически не влияет. Это аргумент против универсальности действия вещества. В данной работе методами АСМ и конфокальной микроскопии впервые было изучено действие колхицина на первичную культуру фибробластов теплокровных животных.

Методика эксперимента

Первичная культура фибробластов была получена из сердца новорожденного крыска линии *Wistar*. Клетки культивировали в чашках Петри, предварительно покрытых коллагеном, в течение 5-ти суток при 36,5°C и 5% CO₂. В часть чашек Петри добавляли колхицин в концентрации 1 мкг/мл. Контрольные фибробласты культивировали в условиях стандартной питательной среды.

АСМ-исследование проводилось на установке Bruker BioScope Catalyst в физиологически адекватных условиях (при ≈37°C). Клетки индентировались зондами CSG10 (средняя константа жесткости 0,35 Н/м) в режиме АСМ PeakForce QNM, и определялся «кажущийся» модуль Юнга [4], рассчитанный по модели Снеддона, предполагающей аппроксимацию формы зонда конусом [5].

Для цитологического анализа использовали конфокальный лазерный сканирующий микроскоп Carl Zeiss LSM 710. Прижизненное окрашивание фибробластов осуществляли фаллоидином, конъюгированным с флуоресцентным красителем Texas Red. Фаллоидин высокоспецифично связывается с F-актином и позволяет визуализировать и количественно оценивать актиновый цитоскелет клеток.

Результаты и обсуждение

По результатам АСМ-исследований все фибробласты были разделены на две группы, поскольку часть клеток характеризовалась наличием очень жестких фибриллярных структур и демонстрировала большие значения модуля Юнга (I), а оставшиеся фибробласты таких структур не имели и были существенно мягче (II), Рисунок 1.

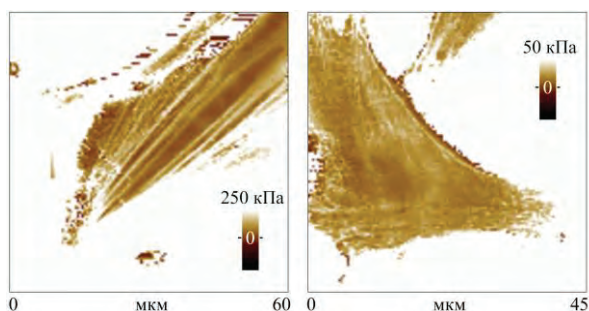


Рис. 1. АСМ-карты распределения кажущегося модуля Юнга по поверхности нативных контрольных фибробластов (слева показана клетка с жесткими фибриллами, справа — без них)

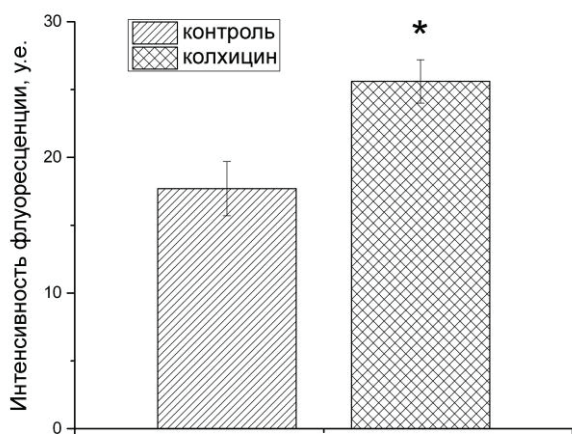


Рис. 2. Различие в средних интенсивностях флуоресценции актиновых микрофиламентов обработанных колхицином ($25,6 \pm 1,6$ у.е.; $n=45$) и контрольных клеток ($17,7 \pm 2,0$ у.е.; $n=43$) было статистически значимым ($p < 0,05$)

В I группе колхицин привел к существенному увеличению среднего модуля Юнга: с 48 ± 18 кПа (количество измеренных клеток $n=28$) до 76 ± 38 кПа ($n=29$) для контрольных и обработанных колхицином клеток соответственно.

Во II группе величина модуля Юнга после воздействия колхицина составила 23 ± 7 кПа ($n=21$), а у контрольных клеток — 18 ± 4 кПа ($n=21$).

В обоих случаях разница между выборками значений модуля Юнга являлась статистически значимой по U-критерию Манна-Уитни ($p < 0,05$).

Посредством конфокального микроскопа регистрировалось значительное увеличение внутриклеточного F-актина в фибробластах после воздействия колхицина, Рисунок 2.

Таким образом, исследование действия колхицина на первичные фибробласты новорожденных крысят с помощью АСМ и конфокальной лазерной сканирующей микроскопии показало, что колхицин приводит к увеличению жесткости фибробластов и к росту интенсивности флуоресценции F-актина, что свидетельствует о запуске ингибирующим полимеризацию тубулиновых микротрубочек колхицином механизма компенсаторной реакции клеток, заключающейся в увеличении полимеризации фибриллярного актина.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 18-015-00079) и программой фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 гг. (ГП-14, раздел 64).

Литература

1. L. Liu, W. Zhang, X. Zhu *et al.* // *Journal of Biomechanics*, V. 67, 84–90 (2018).
2. H.I. Jung, I. Shin, Y.M. Park *et al.* // *Mol. Cells*, V. 7(3), 431–437 (1997).
3. C. Rotsch, M. Radmacher // *Biophys. J.*, V. 78(1), 520–535 (2000).
4. К.И. Тимошук, М.М. Халисов, В.А. Пенний-нен *и др.* // *ПЖТФ*, Т. 45(18), 44–47 (2019).
5. T.G. Kuznetsova, M.N. Starodubtseva, N.I. Yegorenkov *et al.* // *Micron*, V. 38(8), 824–833 (2007).

Электронная структура нанополос графена на пластинах SiC/Si(001)

A.H. Чайка^{1,*}, O.V. Molodtsova^{2,3}, D.V. Potorochin^{2,3,4}, H.-C. Wu^{5,6,§}, M.-C. Hsu⁷, T.-W. Huang⁷, C.-R. Chang⁷, B. Walls⁵, K. Zhussupbekov⁵, I.V. Shvets⁵, B.Ю. Аристов^{1,2,§}

1 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2, 142432, Россия

2 Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Germany

3 ITMO University, Kronverksky prospekt 49, 197101 Saint Petersburg, Russian Federation

4 Institute of Experimental Physics, TU Bergakademie Freiberg, Leipziger StraÙe 23, D-09599 Freiberg, Germany

5 CRANN and School of Physics, Trinity College, Dublin 2, Ireland

6 School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, People's Republic of China

7 Department of Physics, National Taiwan University, Taipei 10617, Taiwan

*chaika@issp.ac.ru, §wuhc@bit.edu.cn, §victor.aristov@gmail.com

Представлены результаты исследований атомной и электронной структуры нанополос графена, синтезированных в сверхвысоком вакууме на технологических пластинах β -SiC/Si(001). Исследования атомной структуры с использованием сканирующей туннельной микроскопии высокого разрешения показали возможность синтеза ультратонких пленок наноструктурированного графена с одним предпочтительным направлением междоменных границ и изгибом графенового покрытия вблизи них. Исследования электронной структуры систем нанополос графена на β -SiC/Si(001), выполненные методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и сканирующей туннельной спектроскопии, демонстрируют наличие локальной энергетической щели в местах наибольшего изгиба графенового слоя и существенное изменение плотности заполненных электронных состояний вблизи границ нанодоменов.

Ультратонкие графеновые пленки толщиной в несколько атомных слоев обладают уникальными свойствами, которые представляют интерес для фундаментальных исследований и технологических применений. Упорядоченные системы нанополос графена с одним предпочтительным направлением междоменных границ и изгибом слоев вблизи них могут быть использованы для разработки новых приборов нанозлектроники и спинтроники на основе углерода, так как границы доменов с периодической атомной структурой могут отражать электроны в широком диапазоне энергий [1], а изгиб графеновых слоев нанометрового масштаба может приводить к появлению локальной энергетической щели в спектре электронов и накоплению спинполяризованных электронных состояний вблизи границ [2,3].

В докладе обсуждается атомная и электронная структура нанополос графена толщиной в несколько атомных слоев, синтезированных в сверхвысоком вакууме на тонких (1-2 мкм) монокристаллических пленках кубического карбида кремния (β -SiC), выращенных на стандартных кремниевых пластинах Si(001) [4-8].

Ультратонкие графеновые покрытия синтезировались на пластинах β -SiC/Si(001) в условиях сверхвысокого вакуума ($p < 2 \times 10^{-10}$ Торр) с помощью

кратковременных (10-15 секунд) отжигов поверхностной реконструкции SiC(001)-с(2×2) до температур $\sim 1350^\circ\text{C}$, как описано в работах [6-8]. Атомная и электронная структура слоев графена на β -SiC/Si(001) изучена с помощью комплекса взаимодополняющих методик, включающих дифракцию и микроскопию медленных электронов, ультрафиолетовую фотоэлектронную спектроскопию с угловым разрешением (УФЭСУР), сканирующую туннельную микроскопию (СТМ) и спектроскопию (СТС) атомарного разрешения.

Исследования атомной структуры слоев графена на вращающихся пластинах β -SiC/Si(001) с помощью СТМ высокого разрешения показали возможность синтеза ультратонких пленок наноструктурированного графена с одним предпочтительным направлением междоменных границ и изгибом графенового покрытия вблизи них [9]. Низкотемпературные транспортные измерения показали, что создание такой системы нанополос может приводить к появлению транспортной щели порядка 1 эВ при температурах ниже 100 К [9]. Измерения магнитных свойств системы графен/ β -SiC/Si(001) показали большое положительное магнетосопротивление в параллельном магнитном поле с сильной температурной зависимостью [10]. Согласно теоретическим расчетам, выполненным для различных структур

междоменных границ, транспортные и магнитные свойства графена на поверхности SiC(001), могут быть связаны с локализованными состояниями на границах нанодоменов, а также с особенностями локальной электронной структуры вблизи границ, связанными с искривлениями графенового слоя нанометрового масштаба.

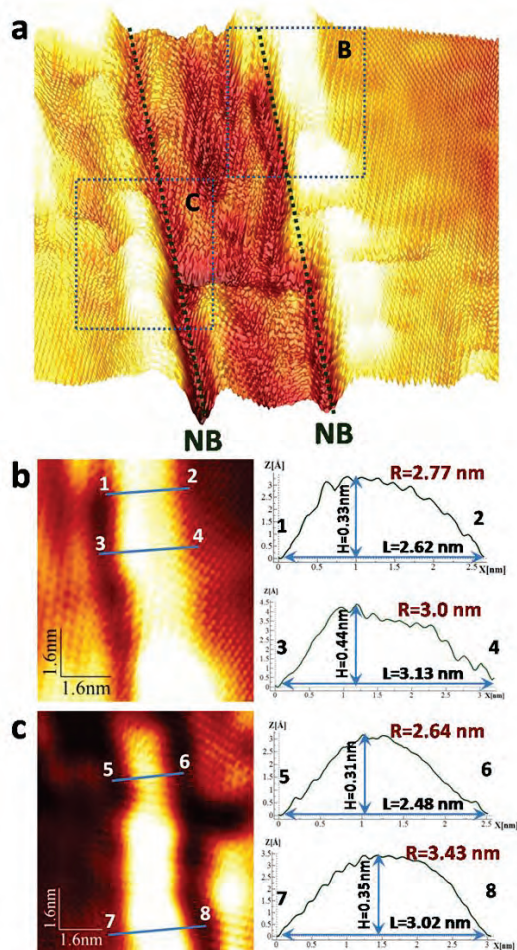


Рис. 1. (a) СТМ-изображение ($20 \times 22 \text{ nm}^2$) графена на SiC(001), содержащее две междоменные границы (NB). (b,c) СТМ-изображения границ с атомным разрешением и сечения изображений, демонстрирующие радиус закругления слоев графена (R), изогнутых вблизи границ [10].

Как показали данные СТМ атомного разрешения (Рис. 1), типичные радиусы закругления слоя вблизи междоменных границ в большинстве случаев действительно находятся в диапазоне 2-5 нм. Низкотемпературные СТС-исследования нанополос графена на пластинах β -SiC/Si(001), выполненные

при температурах жидкого азота и гелия, показали существенное изменение плотности заполненных и незаполненных электронных состояний вблизи границ нанодоменов (NB на Рис. 1), а также наличие энергетической щели на границах нанодоменов и в местах наибольшего изгиба графенового слоя.

Исследования методом УФЭСУР высокого разрешения показали отсутствие энергетической щели в спектре графена, синтезированного на низкоиндексных и вицинальных пластинах β -SiC/Si(001) миллиметрового размера, как при комнатной, так и при низких температурах, что подтверждает существенное влияние структуры графенового слоя вблизи междоменных границ на его транспортные и магнитные свойства.

Работа выполнена в рамках госзадания при поддержке РФФИ (грант № 20-02-00489), Фонда молодых ученых Пекинского института технологических исследований и программы Erasmus.

Литература

1. O.V. Yazev and S.G. Louie // *Nat. Mater.* V. 9, 806 (2010).
2. P. Ruffieux, S. Wang, B. Yang *et al.* // *Nature*, V. 531, 489 (2016).
3. K. Nakada, M. Fujita, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhaus // *Phys. Rev. B*, V. 54, 17954 (1996).
4. V.Yu. Aristov, G. Urbanik, K. Kummer *et al.* // *Nano Letters*, V. 10, 992 (2010).
5. A.N. Chaika, O.V. Molodtsova, A.A. Zakharov *et al.* // *Nano Res.*, V. 6, 562 (2013).
6. A.N. Chaika, O.V. Molodtsova, A.A. Zakharov *et al.* // *Nanotechnology*, V. 25, 135605 (2014).
7. A.N. Chaika, V.Yu. Aristov, O.V. Molodtsova // *Prog. Mater. Sci.* V. 89, 1 (2017).
8. V.Yu. Aristov, A.N. Chaika, O.V. Molodtsova *et al.* // *ACS Nano*, V. 13, 526 (2019).
9. H.-C. Wu, A. N. Chaika, T.-W. Huang *et al.* // *ACS Nano*, V. 9, 8967 (2015).
10. H.-C. Wu, A.N. Chaika, M.-C. Hsu *et al.* // *Nat. Commun.*, V. 8, 14453 (2017).

Физика и применение сегнетоэлектрических доменов. Столетие сегнетоэлектричества

В.Я. Шур¹*

¹Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

*vladimir.shur@urfu.ru

В связи со столетним юбилеем рассмотрена история открытия сегнетоэлектричества и его особенности, представлены основные этапы изучения доменной структуры сегнетоэлектриков, современные методы визуализации сегнетоэлектрических доменов, основные стадии эволюции доменной структуры при переключении поляризации, а также сходство и различия сегнетоэлектрических и магнитных доменов. Особое внимание уделено особенностям эволюции доменной структуры в сильно неравновесных условиях переключения, обусловленных запаздыванием экранирования деполяризующего поля. Рассмотрены результаты систематических экспериментальных исследований изменений формы растущих доменов, а также топологии доменной структуры с переходом к дискретному переключению и формированию ансамблей изолированных нанодоменов. Все полученные эффекты объяснены в рамках единого кинетического подхода с учетом аналогии между эволюцией сегнетоэлектрических доменов при переключении поляризации и ростом кристаллов из жидкой фазы. Представлены современное состояние и ближайшие перспективы использования методов доменной инженерии и инженерии доменных стенок для улучшения характеристик сегнетоэлектрических монокристаллов, керамики и тонких пленок.

Введение

В 2020 году исполняется 100 лет со дня открытия первого представителя класса сегнетоэлектриков – сегнетовой соли. За прошедшие сто лет открыты сотни сегнетоэлектриков, которые широко используются в различных областях.

Согласно классическому определению «сегнетоэлектрик — это вещество, обладающее в определенном температурном интервале спонтанной поляризацией, ориентированной в двух или нескольких направлениях, которые могут быть изменены под действием электрического поля».

Следует отметить, что в исследовании сегнетоэлектриков существенную роль сыграли ученые нашей страны. Так, термин “сегнетоэлектричество” (seignette-electricity), используемый в русскоязычной литературе был предложен И.В. Курчатовым автором, изданной в 1933 году первой в мире одноименной монографии [1].

Пьезоэффект был открыт братьями Кюри (Paul-Jacques и Pierre Curie) в 1880 году в кварце, турмалине, сегнетовой соли и ряде других кристаллов [2]. Во время первой мировой войны, начиная с 1916 года, во многих странах интенсивно разрабатывались пьезоэлектрические устройства для обнаружения подводных лодок и подводной связи. Исследовалась и сегнетова соль, поскольку было известно, что ее чувствительность в значительно

больше, чем у кварца. Однако, нестабильность характеристик сильно испортила ее репутацию.

Сегнетова соль явилась родоначальником нового класса веществ. В 1920 году американский физик Джозеф Валашек (Josef Valasek) впервые обнаружил ее особые свойства. Название его дипломной работы "Пьезоэлектрические и родственные явления в сегнетовой соли" (Piezoelectric and Allied Phenomena in Rochelle Salt). Он обнаружил петлю диэлектрического гистерезиса, подобную магнитной, а также гигантские значения диэлектрической проницаемости и пьезоэлектрического отклика в температурном диапазоне от -18 до $+24^{\circ}\text{C}$. Первое сообщение о новом явлении было сделано им на заседании Американского физического общества 8 апреля 1920 года. Тезис доклада был опубликован в *Physical Review* в 1920 году, а первая статья - в 1921 году [3].

Сегнетова соль была синтезирована из винного камня в 1655 году французскими аптекарями из города Ларошель (La Rochelle) братьями Иеном и Эли Сенье (Jean and Elie Seignette) и на протяжении многих лет использовалась как универсальное лекарство. Русское название этого вещества - в честь первооткрывателя, а в большинстве стран – в честь места открытия – Rochelle Salt (RS). Это двойная соль винной кислоты - натрий калиевый тартрат тетрагидрат - $\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. В элементарной ячейке 112 атомов. Бесцветные прозрачные кри-

сталлы весом более килограмма можно вырастить из водного раствора. Совершенные однородные кристаллы RS были выращены в условиях слабого тяготения и конвекции на американской орбитальной станции «Skylab». RS использовали для изготовления ларингофонов, микрофонов, аппаратов для подводной локации и связи, пьезоэлектрических взрывателей и репродукторов. Во время второй мировой войны нашли широкое применение только пьезоэлектрические свойства RS. За годы войны в СССР было выращено 54 тонны кристаллов, из которых были изготовлены миллионы оборонных приборов. В наши дни RS используют в пищевой промышленности как пищевую добавку (антиоксидант) E337, эмульгатор в сыроварении и разрыхлитель в составе пекарских порошков.

Было известно, что сегнетова соль является пьезоэлектриком, пироэлектриком и оптически активным кристаллом, однако ее характеристики изменяются при воздействии электрического поля, изменения температуры, а также зависят от предыстории и влажности.

Во время второй мировой войны при активном поиске новых пьезоэлектриков в Японии (Т. Ogawa и S. Waku), США (E. Wainer и N. Salomon) и СССР (Б.М. Вул и И.М. Гольдман) была независимо синтезирована керамика BaO-TiO_2 с аномально большой диэлектрической проницаемостью.

Позднее Вул и Гольдман [4], а также von Hippel, США [5] обнаружили в ней переключение поляризации и открыли, таким образом, новый сегнетоэлектрик титанат бария BaTiO_3 , который явился родоначальником огромного семейства сегнетоэлектриков со структурой перовскита CaTiO_3 . Перовскит – это “уральский самоцвет”, минерал, найденный Густавом Розе на Южном Урале в 1839 году и названный в честь русского вельможи графа Льва Перовского.

В первые десятилетия после открытия предполагалось, что особые свойства сегнетовой соли являются уникальной “игрой природы”. И.В. Курчатов считал, что диполями являются четыре молекулы кристаллизационной воды [1]. Джон Слетер в 1941 году предложил считать, что необходимым условием полярной неустойчивости является упорядочение атомов водорода в тетраэдрах [6]. В 1945 году В.Л. Гинзбург разработал феноменологическую теорию сегнетоэлектрических фазовых переходов (теорию Гинзбурга – Ландау) [7].

Все сегнетоэлектрики являются пьезоэлектриками и пироэлектриками. Температурная зависимость спонтанной поляризации приводит к существованию пироэлектрического эффекта – появлению электрических зарядов на полярных гранях при изменении температуры. Создаваемое связанными зарядами деполяризующее поле, которое приводит к разбиению на домены, частично скомпенсировано объемными и поверхностными зарядами (эффект экранирования). Сегнетоэлектрик это пироэлектрик с обратимой поляризацией, которую можно переключать электрическим полем.

Сегнетоэлектрики часто рассматривают как электрический аналог ферромагнетиков (**ferromagnetic** – **ferroelectric**). Сходство: петля гистерезиса, структурный фазовый переход, кинетика доменной структуры в поле. Толщина Изинговских доменных стенок в сегнетоэлектриках составляет несколько постоянных решетки. Принципиальным различием является экранирование деполяризующих полей, которое не имеет аналога у ферромагнетиков. Наличие экранирования приводит: (1) к качественному различию между доменными структурами ферромагнетиков и сегнетоэлектриков, (2) стабилизирует метастабильные доменные структуры, (3) открывает путь для развития микро- и нанодоменной инженерии.

Первое наблюдение доменной структуры упомянуто в статье Классен-Неклюдовой [8]. Оптическая микроскопия была использована для визуализации доменов в RS. Первые исследования доменной структуры на примере титаната бария были проведены группой Arthur von Hippel, MIT, США [9-11].

В настоящее время для *in situ* визуализации кинетики доменной структуры используют оптическую микроскопию со скоростной камерой [12]. Микроскопия пьезоэлектрического отклика и сканирующая электронная микроскопия позволяют визуализировать статическую доменную структуру на поверхности с пространственным разрешением до 2 нм. Конфокальная микроскопия комбинационного рассеяния и микроскопия генерации второй гармоники (Cherenkov-type second harmonic generation) позволяют визуализировать доменные стенки в объеме кристалла [13,14].

Экспериментально и с помощью компьютерного моделирования показано, что форма изолированных доменов и тип доменной структуры существенно изменяется в неравновесных условиях пе-

реключения поляризации (nonequilibrium switching conditions) [15]. Для создания таких условий можно использовать: (1) приложение электрического поля к пластинам с искусственными диэлектрическими слоями, нанесенными на полярные грани, (2) переключение пироэлектрическим полем, возникающим при импульсном лазерном нагреве, (3) сверхбыстрое переключение поляризации при значительном превышении над порогом.

Для объяснения формы растущих доменов рассмотрено два типа зарождения ступеней: (а) *стохастическое* с равновероятным положением центров зародышеобразования и (б) *детерминированное* с генерацией ступеней в фиксированных точках (вершинах многоугольников) и анизотропным движением кинков. *Стохастическое зародышеобразование*, рассмотренное в классическом подходе [16], приводит к образованию круглых доменов, а *детерминированное* - стимулирует образование доменов в форме правильных многоугольников, соответствующих симметрии кристалла. При запаздывании экранирования образуются неправильные многоугольники и звезды.

Эксперимент

Экспериментально исследовалось формирование доменных структур при переключении поляризации в пластинах одноосных сегнетоэлектрических монокристаллов представителей семейства ниобата лития и танталата лития с различной степенью отклонения от стехиометрического состава и легированных Mg, германате свинца, ниобате бария-стронция и титанил-фосфате калия. Все пластины были вырезаны перпендикулярно полярной оси.

Результаты

Было показано, что при эффективном экранировании во всех исследованных кристаллах формировались домены в форме выпуклых многоугольников со стенками, параллельными основной кристаллографической оси: (а) шестиугольники для симметрии C_{3v} (ниобат лития, танталат лития и германат свинца), (б) квадраты для симметрии C_{4v} (ниобат бария-стронция), (в) прямоугольники для симметрии C_2 (титанил-фосфат калия). Задержка торможения приводила к образованию нерегулярных многоугольников и звезд. Экспериментально изучен эффект стабильности формы (domain shape stability effect) [17] и показано, что быстрое восстановление формы шестиугольников и ромбов после слияния

доменов обусловлено образованием короткоживущих сверхбыстрых доменных стенок с отклонением от основной кристаллографической оси [18].

Стохастическое зародышеобразование в кристаллах ниобата лития и танталата лития наблюдалось при температурах более 200°C, что обусловлено сменой преобладающего механизма объемной проводимости. В этом случае отсутствует эффект стабильности формы домена, что открывает путь к формированию сложных фрактальных и дендритных доменов [19,20].

Систематически исследовано формирование и эволюция самоорганизованных дендритных сегнетоэлектрических микро- и нано-доменных структур на примере монокристаллов ниобата лития и танталата лития при переключении при повышенных температурах. Использование методов визуализации доменов с высоким пространственным разрешением и непосредственное наблюдение кинетики доменов позволило детально изучить формирование и рост дендритов в форме снежинок (snowflakes) при переключении поляризации [21].

Обсуждение

При анализе полученных результатов использовался кинетический подход [2]. При таком рассмотрении решающую роль играет остаточное деполяризующее поле, обусловленное запаздыванием объемного экранирования [15]. Образование шлейфа остаточного деполяризующего поля за движущейся доменной стенкой приводит к замедлению традиционного роста доменов за счет бокового движения доменных стенок. Сильнонеравновесные условия переключения приводят к качественному изменению формы изолированных доменов и проявлению эффектов самоорганизации при формировании самоподобных микро- и нанодоменных структур [21]. Для теоретического описания эффектов потери устойчивости формы и эволюции доменной структуры проведен оригинальный расчет кинетики доменной структуры. Предложенный подход впервые использован для моделирования топологической неустойчивости формы плоской доменной стенки при сильнонеравновесных условиях переключения поляризации.

Применение сегнетоэлектриков

Последние годы во всем мире активно развивается микро- и нанодоменная инженерия, как новая ветвь

науки и технологии, связанная с изготовлением в сегнетоэлектриках стабильных прецизионных регулярных доменных структур (РДС). Успехи доменной инженерии стали важным шагом в производстве электрооптических и нелинейно-оптических приборов. Изготовление нелинейно-оптических кристаллов с РДС с использованием эффекта фазового квазисинхронизма позволило разработать когерентные источники света с преобразованием частоты излучения. Особый интерес представляет создание РДС в оптических волноводах для устройств интегральной оптики. В этом случае значительно увеличенная плотность мощности излучения накачки приводит к существенному возрастанию эффективности нелинейно-оптического преобразования. Развитие методов инженерии доменных стенок позволяет существенно улучшить диэлектрические и пьезоэлектрические характеристики сегнетоэлектрических кристаллов и керамики.

Перспективы

Перспективы использования методов доменной инженерии в сегнетоэлектриках весьма широки. В настоящее время освоено производство монокристаллических тонких пленок ниобата лития и танталата лития субмикронной толщины, полученных методом ионного скалывания [22]. Этот материал открывает возможности для создания нелинейно-оптических волноводов на основе тонких пленок с РДС с субмикронными периодами. Создание таких структур позволит реализовать модуляторы с рекордными характеристиками и параметрическую генерацию света обратной волны. Данный тип преобразования может быть использован: (1) в квантовой связи для создания высокоэффективных источников связанных фотонов и однофотонных источников, (2) в телекоммуникации для изготовления высокоэффективных одноканальных преобразователей и (3) в спектроскопии для получения новых источников лазерного излучения без резонатора.

Развитие методов управления доменными стенками позволит развить новую возможность использования сегнетоэлектрических устройств - нанозлектронику доменных стенок, в рамках которой активными элементами являются не домены, а доменные стенки. Кроме того, использование заряженных доменных стенок для локального гальванического осаждения электрода позволит развить методы се-

гнетоэлектрической нанолитографии для создания функциональных микро- и наноструктур [23].

Работа выполнена с использованием оборудования Уральского центра коллективного пользования "Современные нанотехнологии" УрФУ. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 19-12-00210).

Литература

1. И.В. Курчатov // Сегнетоэлектрики (1933).
2. J. Curie, P. Curie // *Bulletin de la Societe de Minerologie de France*, V. 3, 90 (1880).
3. J. Valasek // *Phys. Rev.*, V. 17, 475 (1921).
4. Б.М. Вул, И.М. Гольдман // *ДАН СССР*, Т. 51, 21 (1946).
5. B.T. Matthias, A. von Hippel // *Phys. Rev.*, V. 73, 1378 (1948).
6. J.C. Slater // *Journ. Chem. Phys.*, V. 9, 16 (1941).
7. В.Л. Гинзбург // *ЖЭТФ*, Т. 15, 739 (1945).
8. М.В. Классен-Неклюдова и др. // *ДАН СССР* Т. 18, 527 (1948).
9. W.J. Merz // *Phys. Rev.*, V. 76, 1221 (1949).
10. P.W. Forsbergh // *Phys. Rev.*, V. 76, 1187 (1949).
11. E.A. Little // *Phys. Rev.*, V. 98, 978 (1955)
12. V. Gopalan *et al.* // *Annu. Rev. Mater. Res.*, V. 37, 449-489 (2007).
13. V.Ya. Shur, P.S. Zelenovskiy // *J. Appl. Phys.*, V. 116, 066802 (2014)
14. Y. Sheng, *et al.* // *Optics Express*, V. 18, 16539 (2010)
15. V.Ya. Shur // *J. Mater. Sci.*, V. 41, 199-210 (2006).
16. R.C. Miller, G. Weinreich // *Phys. Rev.*, V. 117, 1460-1466 (1960).
17. V.Ya. Shur *et al.* // *Ferroelectrics*, V. 360, 111-119 (2007).
18. V.Ya. Shur, *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 111, 152907 (2017).
19. V.Ya. Shur *et al.* // *J. Appl. Phys.*, V. 112, 104113 (2012).
20. V.Ya. Shur *et al.* // *J. Appl. Phys.*, V. 119, 144101 (2016).
21. V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov // *Phil. Trans. R. Soc. A*, V. 376, 20170204 (2018).
22. G. Poberaj *et al.* // *Laser Photonics Rev.*, V. 6, 488 (2012)
23. A. Esin *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 114, 092901 (2019).

Содержание 1 тома

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

<i>Atanasova P.Kh., Panayotova S.A.</i> Numerical analysis of stabilization time in perturbed Josephson junction from type superconductor-ferromagnetic-superconductor	7
<i>Babukhin D.V., Zhukov A.A., Pogosov W.V.</i> Hybrid digital-analog simulation of many-body dynamics with superconducting qubits.....	9
<i>Kopasov A.A., Mel'nikov A.S.</i> Multiple topological transitions driven by the interplay of the normal and Andreev scattering	11
<i>Kulikov K.V., Nashaat M., Sameh M., Sengupta K., Shukrinov Yu.M.</i> The influence of external radiation on the Josephson junction + nanomagnet system.....	13
<i>Kutlin A.G., Mel'nikov A.S.</i> Geometry-dependent effects in Majorana nanowires	15
<i>Postolova S.V., Suderow H., Mironov A.Yu., Rodrigo J.G., Vinokur V., Baturina T.I.</i> Coulomb-induced suppression of DOS in superconducting films near SIT	17
<i>Rabinovich D.S., Bobkova I.V., Bobkov A.M., Silaev M.A.</i> Anomalous Phase Difference in Josephson Junction via Ferro- and Antiferromagnet.....	19
<i>Shukrinov Yu.M., Rahmonov I.R., Botha A.E.</i> Physical phenomena in φ_0 -junction: phase dynamics, IV-characteristics and magnetization precessions	21
<i>Silaev M.</i> Superconducting optospintronics	23
<i>Аксенов С.В., Злотников А.О., Шустин М.С.</i> Индуцирование майорановских двойных мод кулоновским взаимодействием и их устойчивость в режиме сильных корреляций в сверхпроводящих нанопроволоках	25
<i>Антонов А.В., Елькина А.И., Васильев В.К., Мастеров Д.В., Михайлов А.Н., Морозов С.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Тетельбаум Д.И., Уставщиков С.С., Юнин П.А., Савинов Д.А.</i> Экспериментальное наблюдение s-компоненты сверхпроводящего спаривания в тонких неупорядоченных пленках ВТСП на основе YBCO	27
<i>Баева Э.М., Титова Н.А., Кардакова А.И., Храпай В.С.</i> Корреляционное время флуктуаций сопротивления на резистивном переходе в сверхпроводнике.....	29
<i>Баева Э.М., Титова Н.А., Самсонова А., Семенов А.В., Храпай В.С., Кардакова А.И., Гольцман Г.Н.</i> Влияние SiO ₂ /Si подложки на тепловую релаксацию разупорядоченных металлических пленок	30
<i>Банников М.И., Мартовицкий В.П., Рыбальченко Г.В., Селиванов Ю.Г., Соболевский О.А., Кунцевич А.Ю.</i> Сверхпроводимость в ко-допированных медью кристаллах Sr _x Bi ₂ Se ₃	32
<i>Бастракова М.В., Ким Ч.С., Пашин Д.С., Сатанин А.М.</i> Измерение состояний кубита джозефсоновским осциллятором в слабо диссипативном режиме	34
<i>Бастракова М.В., Клёнов Н.В., Сатанин А.М.</i> Интерференция Рэмси населенностей кубитов под действием пикосекундных униполярных импульсов	36
<i>Белгибаев Т., Шукринов Ю.М., Pechoušek J., Dokoupil L., Vurdik C.</i> Динамика намагниченности в S/F/S переходе	38
<i>Беспалов А.А.</i> Подщелевой спектр двумерного абрикосовского вихря в присутствии точечной примеси.....	40
<i>Беспалов А.А.</i> Электромагнитный эффект близости в бислоях сверхпроводник/ферромагнетик с неоднородной намагниченностью	42
<i>Власенко В.А., Гаврилкин С.Ю., Перваков К.С.</i> Планарные дефекты и пиннинг вихрей Абрикосова в EuRbFe ₄ As ₄	44
<i>Гайфуллин Р.Р., Кушнир В.Н., Деминов Р.Г., Куприянов М.Ю., Голубов А.А., Тагиров Л.Р.</i> Сверхпроводящий спиновый клапан S1/F1/S2/F2 с неидеальными интерфейсами	46
<i>Галин М.А., Краснов В.М., Клушин А.М.</i> Взаимная синхронизация массивов ниобиевых джозефсоновских контактов.....	48
<i>Гимазов И.И., Таланов Ю.И., Чареев Д.А., Васильев А.Н.</i> Микроволновое поглощение в кристаллах FeSe _{1-x} S _x	50
<i>Голоколенов И., Гатри А., Кафанов С.Г., Пашкин Ю.А., Цепелин В.</i> О природе электростатического полевого эффекта в сверхпроводниках	52
<i>Григорьев П.Д., Рамазашвили Р., Карцовник М.В.</i> Эффективный g-фактор электронов, измеряемый по магнитным квантовым осцилляциям в проводниках с антиферромагнитным упорядочением.....	54

<i>Гунбина А.А., Тарасов М.А., Лемзяков С.А., Чекушкин А.М., Юсупов Р.А., Нагирная Д.В., Мансфельд М.А., Вдовин В.Ф., Винклер Д., Калабухов А.С., Эдельман В.С.</i> Спектральный отклик матриц полуволновых и электрически малых антенн с СИНИС болометрами	56
<i>Гурович Б.А., Приходько К.Е., Гончаров Б.В., Дементьева М.М., Кутузов Л.В., Домантовский А.Г., Комаров Д.А., Столяров В.Л., Ольшанский Е.Д.</i> Влияние интегрированных сопротивлений, созданных под действием облучения, на сверхпроводящие переходы нанопроводников из нитрида ниобия.....	58
<i>Гурович Б.А., Приходько К.Е., Кутузов Л.В., Гончаров Б.В., Комаров Д.А., Дементьева М.М., Столяров В.Л., Ольшанский Е.Д., Домантовский А.Г., Малиева Е.М.</i> Управление параметрами переходов сверх-проводящих нанопроводов с использованием затворов без гальванической связи для создания электронных устройств на основе сверхпроводников	60
<i>Ильин А.И., Иванов А.А., Трофимов О.В.</i> Связь морфологии поверхности тонких пленок YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} , полученных импульсным лазерным напылением, с температурой окончания сверхпроводящего перехода	62
<i>Иоселевич П.А., Островский П.М., Фоминов Я.В.</i> Мезоскопические флуктуации сверхтока в диффузных магнитных джозефсоновских контактах	64
<i>Кинев Н.В., Рудаков К.И., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П.</i> Источник терагерцового излучения в открытом пространстве на основе туннельного джозефсоновского перехода	65
<i>Конев В.В., Улитко В.А., Чиков А.А., Панов Ю.Д., Москвин А.С.</i> Возвратный квантовый фазовый переход в модельном ВТСП купрате	67
<i>Константинян К.И., Овсянников Г.А., Петржик А.М., Шадрин А.В., Кислинский Ю.В., Cristiani G., Loguvenov G.</i> Резонансные ступени тока в сверхпроводящих структурах с прослойкой из материала, обладающего сильным спин-орбитальным взаимодействием	69
<i>Корнеев А.А., Корнеева Ю.П., Манова Н.Н., Михайлов М.Ю., Добровольский О.В., Гольцман Г.Н., Водолазов Д.Ю.</i> Детектирование одиночных фотонов видимого и ИК диапазонов сверхпроводниковыми MoSi полосками микронной ширины	71
<i>Коришунов М.М., Шестаков В.А., Тогушова Ю.Н.</i> Структура параметра порядка и рассеяние на примесях в сверхпроводниках на основе железа	73
<i>Курин В.В., Шерешевский И.А., Вдовичева Н.К., Галин М.А.</i> Селекция мод и управление направленно-стью активных джозефсоновских антенн	75
<i>Мазаник А., Шукринов Ю.М., Рахмонов И.Р.</i> Переворот магнитного момента в ϕ_0 переходе.....	77
<i>Мальцев Е.И., Власенко В.А., Перваков К.С., Садаков А.В.</i> Исследование SrFe _{2-x} Ni _x As ₂ в приближении двузонной модели	79
<i>Мальцев Е.И., Перваков К.С., Власенко В.А.</i> Исследование влияния дырочного допирования в соединении EuSn ₂ As ₂	81
<i>Марычев П.М., Водолазов Д.Ю.</i> Джозефсоновский контакт на основе гибридной SN структуры с эффектом близости	83
<i>Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Скороходов Е.В.</i> О возможности изготовления YBCO мостиков с совершенной поверхностью, критической температурой $T_c > 88$ К и плотностью критического тока $J_c > 3 \times 10^6$ А/см ²	85
<i>Меренков А.В., Чичков В.И., Ермаков А.Б., Устинов А.В., Шитов С.В.</i> Микромостик из гафния в планарном СВЧ резонаторе для измерения электронного разогрева аттоваттного уровня	87
<i>Морозов А.И.</i> Вклад квантовых дефектов в высокотемпературную сверхпроводимость металлгидридов	89
<i>Москвин А.С., Панов Ю.Д.</i> Природа псевдошелевой фазы ВТСП купратов	91
<i>Мошкова М.А., Антипов А.В., Вахтомин Ю.Б., Морозов П.В., Смирнов К.В.</i> Влияние каскадного переключения на работу сверхпроводниковых однофотонных детекторов с разрешением числа фотонов	93
<i>Панкратов А.Л., Гордеева А.В., Ревин Л.С., Яблоков А.А., Кузьмин Л.С.</i> Счетчик фотонов на основе Al джозефсоновского перехода.....	95
<i>Парамонов М.Е., Филиппенко Л.В., Дмитриев П.Н., Фоминский М.Ю., Атепалихин А.А., Кошелец В.П.</i> Определение параметров туннельного барьера сверхпроводниковых структур на основе ниобия	97
<i>Пластовец В.Д., Водолазов Д.Ю.</i> Основные и метастабильные состояния в Фульде-Феррелл мезоскопических сверхпроводниках	99
<i>Пластовец В.Д., Самохвалов А.В., Мельников А.С.</i> Электронная структура запиннигованного на протяженном дефекте вихря	101
<i>Путилов А.В., Божко С.И., Аладышкин А.Ю.</i> Квантово-размерные электронные состояния в тонких Рь пленках.....	103
<i>Рахмонов И.Р., Шукринов Ю.М., Tekic J., Plesenic A., Mali P.</i> Резонансные свойства и ступеньки Шапиро кольцевой системы параллельных джозефсоновских переходов	105

<i>Ревин Л.С., Панкратов А.Л., Мастеров Д.В., Парафин А.Е., Павлов С.А., Ракуть И.В., Гордеева А.В., Зброжек В.О., Кузьмин Л.С.</i> Использование YBaCuO джозефсоновских генераторов для калибровки резонансных болометров на холодных электронах	107
<i>Саматов М.Р.</i> Исследование термоэлектрического транспорта в джозефсоновских контактах с графеновой прослойкой.....	109
<i>Самохвалов А.В., Robinson J.W.A., Буздин А.И.</i> Триpletный эффект близости в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик с неодносвязной геометрией.....	112
<i>Сидоренко А.С., Боян В., Савва Ю.Б., Федотов А.Ю., Вахрушев А.В.</i> Функциональные наноструктуры сверхпроводник-ферромагнетик для спинтроники	114
<i>Смирнов К.В., Мошкова М.А., Антипов А.В., Морозов П.В., Дивочий А.В., Вахтомин Ю.Б.</i> Сверхпроводниковые однофотонные детекторы с разрешением числа фотонов и увеличенной входной апертурой.....	116
<i>Таланов Ю.И., Гимазов И.И., Лядов Н.М., Чареев Д.А., Васильев А.Н.</i> Влияние магнитных возмущений и немагнитического упорядочения на транспортные и микроволновые свойства халькогенидов железа.....	118
<i>Тарасов М.А., Махашабде С., Гунбина А.А., Юсупов Р.А., Чекушкин А.М., Лемзяков С.А., Нагирная Д.В., Мансфельд М.А., Вдовин В.Ф., Эдельман В.С., Винклер Д., Калабухов А.С.</i> СИНИС болометр с микроволновым считыванием	120
<i>Титова Н.А., Баева Э.М., Савескул Н.А., Семенов А.В., Саха С., Редди Х., Богданов С., Маринеро Э., Шалаев В.М., Болтасева А., Храпай В.С., Кардакова А.И., Гольцман Г.Н.</i> Признаки поверхностного магнитного беспорядка в эпитаксиальных пленках нитрида титана.....	122
<i>Титова Н.А., Кардакова А.И., Баева Э.М., Гольцман Г.Н.</i> Исследование тепловой релаксации в сверхпроводящих пленках алмаза	126
<i>Уставщиков С.С., Окомельков А.В., Ноздрин Ю.Н., Елькина А.И., Левичев М.Ю., Пашенькин И.Ю., Юнин П.А., Клушин А.М., Водозазов Д.Ю.</i> Болометрический отклик тонкопленочных SN структур с большой разностью нормальных удельных сопротивлений	128
<i>Чарикова Т.Б., Петухова О.Е., Шелушинина Н.Г., Иванов А.А.</i> Квантовые осцилляции сопротивления Холла в двумерном электронном сверхпроводнике	130
<i>Чигинев А.В., Кузьмин Л.С., Панкратов А.Л.</i> Планарная антенная система с болометрами на холодных электронах для космического радиотелескопа SOGr.....	132
<i>Чуйкин О.А., Гринберг Я.С., Штыгашев А.А.</i> Вакуумные Раби осцилляции в двухкубитной структуре.....	134
<i>Чурин С.А.</i> Выращивание кристаллов BiSrCaCuO модифицированным методом Киропулоса	136
<i>Шапиро Д.С., Позосов В.В., Лозовик Ю.Е., Сатанин А.М.</i> Квантовые фазовые переходы в копланарных волноводах со встроенными массивами джозефсоновских кубитов: обобщенная модель Раби, сверхизлучение и флуктуации	138
<i>Швецов О.О., Есин В.Д., Бараш Ю.С., Тимонина А.В., Колесников Н.Н., Девятков Э.В.</i> Планарный эффект Джозефсона на поверхности магнитного Вейлевского полуметалла Co ₃ Sn ₂ S ₂	140
<i>Штыгашев А.А., Гринберг Я.С.</i> Импульсное возмущение коллективных состояний в трехкубитной системе	142
<i>Юсупов Р.А., Гунбина А.А., Чекушкин А.М., Нагирная Д.В., Тарасов М.А.</i> Квантовая модель отклика болометра на основе структуры СИНИС с подвешенным абсорбером	144
<i>Яговцев В.О., Пугач Н.Г.</i> Наведенная намагниченность в слое сверхпроводника в бислоях сверхпроводник/ферромагнетик	146

Секция 2

Магнитные наноструктуры

<i>Mikheyenkov A.V., Valiulin V.E., Barabanov A.F.</i> Magnetic spiral order in the square-lattice spin system (CuBr)Sr ₂ Nb ₃ O ₁₀	151
<i>Акишева А.В.</i> Математическое моделирование магнитных мягких материалов с эллипсоидальными наночастицами.....	153
<i>Алексеев С. Г., Дижур С.Е., Лузанов В.А., Раевский А.О., Орлов А.П., Ползикова Н.И.</i> Линейные и параметрические магнот-фононные взаимодействия, детектируемые с помощью обратного спинового эффекта Холла	154
<i>Аплеснин С.С., Масюгин А.Н., Филлипсон Г.Ю., Стогний А.И., Ишибаши Т.</i> Магнитоэлектрический эффект пленок висмутового и цериевого ферритов гранатов.....	156
<i>Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Нургазизов Н.И., Чукланов А.П., Чирков В.В.</i> МСМ исследование коэрцитивных свойств планарных CoNi микрочастиц с механически индуцированной осью анизотропии.....	158

<i>Ведь М.В., Дорохин М.В., Лесников В.П., Дёмина П.Б., Здоровейцев А.В., Данилов Ю.А., Кудрин А.В.</i> Исследование гетероструктур $(\text{A}_3, \text{Fe})\text{B}_5/\text{GaAs}$ как элементов спинового светоизлучающего диода.....	161
<i>Вилков Е.А., Никитов С.А., Бышевский-Конопко О.А., Сафин А.Р., Фомин Л.А., Чигарев С.Г.</i> Инжекционная неравновесная спиновая поляризация в магнитном переходе с учетом спиновой подвижности электронов.....	163
<i>Высоцкий С.Л., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Дудко Г.М., Новицкий Н.Н., Стогний А.И., Филимонов Ю.А.</i> Спиновые волны в ферритовых магнитных кристаллах с поверхностными металлическими метаструктурами.....	165
<i>Глазкова Д.А., Естюнин Д.А., Отроков М.М., Чулков Е.В., Климовских И.И., Терещенко О.Е., Алиев З.С., Шикин А.М.</i> Исследование топологических изоляторов: магнитное легирование и магнитное расширение.....	167
<i>Гогина А.А., Рыбкин А.Г., Петаха Л., Ди Санто Г., Шикин А.М., Климовских И.И.</i> Модификация электронной структуры графена в контакте с тяжёлыми и магнитными металлами.....	169
<i>Горев Р.В., Сапожников М.В., Миронов В.Л.</i> Ферромагнитный резонанс кольцевых магнитных доменов в многослойных плёнках Co/Pt с перпендикулярной анизотропией.....	171
<i>Гусев Н.С., Горев Р.В., Ермолаева О.Л., Миронов В.Л., Скороходов Е.В., Удалов О.Г.</i> Оптимизация параметров покрытия зондов для МСМ измерений сверхтонких магнитных плёнок.....	173
<i>Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Караитин Е.А., Скороходов Е.В.</i> Образование доменной структуры в $[\text{Co/Pt}]$ с перпендикулярной анизотропией под действием поля, приложенного в плоскости слоёв.....	175
<i>Гусев Н.С., Сапожников М.В., Садовников А.В., Никитов С.А., Удалов О.Г.</i> Управление поверхностным взаимодействием Дзялошинского-Мория с помощью деформаций.....	177
<i>Гусев Н.С., Сапожников М.В., Удалов О.Г.</i> Магнитоэлектрический эффект в плёнках с анизотропией типа «лёгкая плоскость» и «лёгкая ось».....	179
<i>Данилова А.А., Логунов М.В., Никитов С.А., Сафонов С.С., Федоров А.С.</i> Механизмы переключения ячеек магнитооптического пространственно-временного модулятора света.....	181
<i>Демидов Е.С., Гусев Н.С., Пашенькин И.Ю., Гасайниев З.Ш.</i> Особенности ферромагнитного резонанса слоистых структур с близкими параметрами магнитных слоёв.....	183
<i>Демин Г.Д., Степанов П.А., Дюжев Н.А.</i> Концепция спинтронного мемристора на базе системы взаимосвязанных спин-орбитальных гетероструктур с управляемым количеством промежуточных резистивных состояний.....	185
<i>Демидов С.В.</i> Поверхность топологического Кондо-изолятора SmB_6 : магнетизм на нанометровой шкале.....	187
<i>Долуденко И.М., Фролов К.В., Перунов И.В., Загорский Д.Л., Бедин С.А., Чуев М.А., Панов Д.В.</i> Нанопроволоки FeNi и FeCo : синтез, структура и Мёссбауэровские спектры.....	189
<i>Дровосеков А.Б., Савицкий А.О., Баркалова А.С., Холин Д.И., Крейнс Н.М., Юрканов Д.В., Макарова М.В., Антропов Н.О., Проглядо В.В., Крайцов Е.А.</i> Магнитная динамика в ферромагнитных слоистых структурах.....	191
<i>Естюнин Д.А., Климовских И.И., Шикин А.М., Schwiier E.F., Отроков М.М., Kituga A., Kitar S., Фильнов С.О., Алиев З.С., Бабанлы М.Б., Чулков Е.В.</i> Влияние магнитного упорядочения на электронную структуру антиферромагнитного топологического изолятора MnBi_2Te_4	193
<i>Ефимов А.Д., Скороходов Е.В., Демидов Е.С., Миронов В.Л.</i> Исследование доменной структуры плёнок Co/Ta/Pt с перпендикулярной анизотропией.....	195
<i>Журкин В.С., Анисимов М.А., Богач А.В., Божко А.Д., Шицевалова Н.Ю., Случанко Н.Е., Демидов С.В., Глушков В.В.</i> Квантовые осцилляции в режиме спинового расщепления зоны проводимости в EuB_6	197
<i>Загорский Д.Л., Долуденко И.М., Каневский В.М., Черкасов Д.А., Хайбуллин Р.И., Бизяев Д.А., Бухарев А.А., Жигалина О.М., Хмеленин Д.Н.</i> Слоевые нанопроволоки из 3-d металлов: получение, структура и применение.....	199
<i>Здоровейцев А.В., Кузнецов Ю.М., Дорохин М.В., Лесников В.П., Крюков Р.Н., Ковальский В.А., Ходос И.И.</i> Высококоэрцитивные ферромагнитные плёнки на основе CoPt с перпендикулярной магнитной анизотропией.....	201
<i>Изюров В.В., Носов А.П., Сухоруков Ю.П., Антропов Н.А., Макарова М.А.</i> Магнитооптические свойства тонких пленок YFeO_3 в спектральном диапазоне 550-1050 нм.....	203
<i>Калашишникова А.М., Просников М.А., Писарев Р.В., Шелухин Л.А., Abrudan R., Radu I.</i> Рентгеновский магнитный круговой дихроизм и фазовая диаграмма ферромагнетиков $\text{RE}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ вблизи точки компенсации.....	205
<i>Калентьева И.Л., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дудин Ю.А., Здоровейцев А.В., Кудрин А.В., Кузнецов Ю.М., Темиряева М.П., Темиряев А.Г.</i> Ионное облучение пленок CoPt с различным содержанием кобальта.....	207
<i>Караитин Е.А.</i> Инжекция неравновесного спина в геликоидальный ферромагнетик.....	209

<i>Кац В.Н., Нефёдов С.Г., Шелухин Л.А., Усачёв П.А., Калашиникова А.М., Аверьянов Д.В., Каратеев И.А., Парфёнов О.Е., Талденков А.Н., Токмачёв А.М., Сторчак В.Г., Павлов В.В.</i> Гигантский квадратичный магнитооптический эффект Керра в эпитаксиальных плёнках ферромагнетика (Eu,Gd)O	211
<i>Колесникова В., Барабан И., Верещагин М., Беляев В., Омелянчик А., Андреев Н., Горшенков М., Лебле С., Перов Н., Панина Л., Родионова В.</i> Аморфные, нанокристаллические и частично кристаллизованные микропровода: особенности формирования свойств и современные приложения	213
<i>Крюков Р.Н., Николитчев Д.Е., Данилов Ю.А., Зубков С.Ю.</i> Слои GaMnAs, полученные при ионном легировании GaAs ионами Mn ⁺	215
<i>Кудасов Ю.Б., Козабаранов Р.В.</i> Вариационная теория низкоразмерных квантовых магнетиков	217
<i>Кузнецов М.А., Пашенькин И.Ю., Полушкин Н.И., Сапожников М.В., Фраерман А.А.</i> Усиление магнитокалорического эффекта в многослойных структурах парамагнетик/ферромагнетик	219
<i>Кузнецов Ю.М., Дорохин М.В., Зоровейцев А.В., Кудрин А.В., Лесников В.П., Квезлис Л.И.</i> Термомагнитные преобразователи энергии на основе сплава Fe-Mn-C и плёнок CoPt	221
<i>Ляпилин И.И.</i> Эффект передачи спин вращающего момента, как отклик неравновесной системы на внешнее возмущение	223
<i>Мазов Л.С.</i> Полярный эффект Керра в нормальном состоянии оксидов меди	225
<i>Макарова М.В., Кравцов Е.А., Проглядо В.В., Хайдуков Ю.А., Устинов В.В.</i> Структура и магнетизм сверхрешеток Co/Dy	227
<i>Макарова Т., Климовских И.И., Естюнин Д., Фильнов С., Шикин А.М., Чулков Е.В.</i> Состояния дираковского конуса и магнетизм магнитных топологических изоляторов	229
<i>Миронов В.Л., Ермолаева О.Л.</i> Пиннинг доменной стенки в двухслойной нанопроволоке с различным типом магнитной анизотропии слоев	231
<i>Мурзина Т.В., Мамонов Е.А., Колмычек И.А., Лазарева К.А., Копылов Д.А., Майдыковский А.И., Пашенькин И.Ю., Гусев Н.С.</i> Особенности анизотропии и поляризации оптической второй гармоники в планарных наноструктурах на основе кобальта	233
<i>Никируй К.Э., Емельянов А.В., Суражеский И.А., Ситников А.В., Рыльков В.В., Демин В.А.</i> Массивы нанокompозитных мемристоров для нейроморфных приложений	235
<i>Никулин Ю.В., Хивинцев Ю.В., Селезнев М.Е., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л., Павлов Е.С., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.</i> Генерация ЭДС бегущими поверхностными магнитостатическими волнами в микроструктурах YIG/n-InSb и YIG/Pt	237
<i>Нургазизов Н.И., Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Чукланов А.П.</i> Исследование изменения доменной структуры CoNi микрочастиц под действием механического напряжения	239
<i>Овсянников Г.А., Демидов В.В., Шайхулов Т.А., Станкевич К.Л., Андреев Н.В., Khaidukov Yu.</i> Магнетизм и спиновый ток на границе раздела гетероструктур манганит/иридат, имеющий сильное спин-орбитальное взаимодействие	241
<i>Павлов В.В.</i> Эффекты магнитного поля в экситонной генерации оптических гармоник	243
<i>Патрин Г.С., Кобяков А.В., Турпанов И.А., Юшков В.И., Живая Я.А.</i> Влияние полупроводниковой прослойки на обменное смещение в трехслойных пленках CoNi/Si/FeNi	245
<i>Патрин Г.С., Матаев М.М., Seitbekova K.Zh., Шиян Я.Г., Яриков С.А.</i> Магнитные и резонансные свойства поликристалла Y _{0.5} Sr _{0.5} Cr _{0.5} Mn _{0.5} O ₃	247
<i>Пашенькин И.Ю., Горев Р.В., Сапожников М.В.</i> Взаимодействие магнитных наноструктур через магнитную переемычку	249
<i>Пашенькин И.Ю., Сапожников М.В., Гусев Н.С., Рогов В.В., Татарский Д.А., Фраерман А.А., Волочаев М.Н.</i> Магнитоэлектрический эффект в туннельных магниторезистивных контактах CoFeB/MgO/CoFeB	251
<i>Петров В.Н., Габдуллин П.Г., Павлов А.В., Устинов А.Б., Строков В.Н., Dill H.</i> Новые высокоэффективные спиновые детекторы для электронной спектроскопии	253
<i>Половинкин А.В., Тузинов А.М., Баландин Д.В.</i> Некоторые проблемы управления переключением спин-поляризованным током магнитной ячейки памяти	255
<i>Попков С.И., Красиков А.А., Семенов С.В., Дубровский А.А., Великанов Д.А., Кириллов В.Л., Мартынов О.Н., Балаев Д.А.</i> Исследование магнитных свойств антиферромагнитных наночастиц оксида никеля в сильных импульсных магнитных полях: выявление вкладов от различных магнитных подсистем и поведение при динамическом перемагничивании	257
<i>Рыльков В.В., Мартышов М.Н., Ситников А.В., Емельянов А.В., Миннеханов А.А., Николаев С.Н., Никируй К.Э., Черноглазов К.Ю., Пресняков М.Ю., Васильев А.Л., Демин В.А., Веденев А.С., Форш П.А., Калинин Ю.Е., Грановский А.Б.</i> Динамика переключения ёмкости и сопротивления в мемристивных структурах на базе нанокompозита (CoFeB) _x (LiNbO ₃) _{100-x}	259
<i>Сапожников М.В., Петров Ю.В., Гусев Н.С., Темиряев А.Г., Ермолаева О.Л., Миронов В.Л., Удалов О.Г.</i> Искусственные решетки магнитных скирмионов	261

<i>Скороходов Е.В., Горев Р.В., Миронов В.Л.</i> Ферромагнитный резонанс в многослойных наномагнитах	263
<i>Степушкин М.В., Здоровейцев А.В., Миргородская Е.Н., Темирязева М.П., Калентьева И.Л.</i> Исследование эффекта Холла в тонких пленках CoPt	265
<i>Стозний А.И., Труханов А.В., Новицкий Н.Н.</i> Синтез и свойства пленок ферритов на подложках полупроводников и диэлектриков	267
<i>Татарский Д.А.</i> Влияние поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория на отражение поляризованных нейтронов	269
<i>Татарский Д.А., Чувилин А.Л., Петров Ю.В., Гусев Н.С., Гусев С.А.</i> Спиральные скирмионы в тонких пленках с поверхностно-индуцированным взаимодействием Дзялошинского-Мория	271
<i>Темирязева М.П., Здоровейцев А.В., Вихрова О.В., Кудрин А.В., Садовников А.В., Никитов С.А., Темирязев А.Г.</i> Локальное перемагничивание и образование скирмионов в пленках CoPt и CoPd	273
<i>Терещенко О.Е., Голяшов В.А., Русецкий М.С.</i> Вакуумная спинтроника	275
<i>Улитко В.А., Ясинская Д.Н., Панов Ю.Д.</i> Конкуренция магнитного и зарядового упорядочений в двумерном разбавленном магнетике	277
<i>Усачёв П.А., Кац В.Н., Павлов В.В.</i> Фотоиндуцированный магнитооптический эффект Керра в халькогенидах европия	279
<i>Усеинов Н.Х., Чукланов А.П., Нургазизов Н.И., Бизяев Д.А., Бухараев А.А.</i> Спин-зависимый электронный транспорт в ячейках MeRAM	281
<i>Фильнов С.О., Климовских И.И., Естюнин Д.А., Королева А.В., Шикин А.М., Чулков Е.В.</i> Зависимость величины запрещенной зоны в точке Дирака от энергии фотонов для магнитного топологического изолятора $\text{PbBi}_{0.9}\text{Gd}_{0.1}\text{Se}_2$	283
<i>Фраерман А.А., Мухаматчин К.Р.</i> Магнитостатический механизм возникновения киральных структур	284
<i>Харитонский П.В., Костеров А.А., Гурылёв А.К., Гареев К.Г., Кириллова С.А.</i> Магнитные состояния двухфазных синтезированных частиц $\text{Fe}_m\text{O}_n - \text{Fe}_{3-x}\text{Ti}_x\text{O}_4$: экспериментальный и теоретический анализ	286
<i>Хивинцев Ю.В., Дудко Г.М., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А., Khitun A.G.</i> Спиновые волны в магнонных сетях на основе пленочных микроволноводов ЖИГ: аспекты дизайна и технологии	288
<i>Хивинцев Ю.В., Селезнев М.Е., Никулин Ю.В., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.</i> Исследование детектирования спиновых волн в интегральных тонкопленочных структурах Pt/ЖИГ	290
<i>Холин Д.И., Дровосеков А.Б., Савицкий А.О., Юрканов Д.В., Крейнс Н.М., Кравцов Е.А., Антропов Н.О., Макарова М.В., Проглядо В.В., Устинов В.В.</i> Влияние межслойного обмена на кривые гистерезиса сверхрешеток Fe/Cr/Gd	292
<i>Черкасов Д.А., Долуденко И.М., Букреева Т.В., Гаврилин Д.Г., Рыбин Г.А., Попова А.В., Николаева А.В., Загорский Д.Л.</i> Получение и магнитные свойства массива нанопроволок из сплава CuNi	294
<i>Чумаков А.И., Сергеев И., Bessas D., Швыдько Ю., Босак А., Crichton W., Vitoux H., Rüffer R.</i> Магнитная стабилизация парамагнитного альфа-железа	296
<i>Шадрин А.В., Улитко В.А., Панов Ю.Д.</i> Проявление фрустраций основного состояния двумерной разбавленной модели Изинга в магнитокалорическом эффекте	298
<i>Шайхулов Т.А., Овсянников Г.А., Константиныя К.И., Климов А.А., Демидов В.В., Станкевич К.Л., Tiercelin N., Pernod P., Никитов С.А.</i> Ферромагнетизм в гетероструктуре ферромагнитная пленка железо-иттриевого граната/ферромагнитный интерметаллид	300
<i>Юсипова Ю.А.</i> Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля на основе магнитотвердых и магнитомягких материалов с перпендикулярной анизотропией	302
<i>Юсипова Ю.А., Щёлоков А.Н.</i> Характеристики переключения и прецессии вектора намагниченности активного слоя спин-вентильной структуры с планарной анизотропией	304

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

<i>Dokukin M.E., Sokolov I.</i> Nanomechanics of cells and biomaterials: can living cell be described by its elastic modulus?	309
<i>Semenov M.B., Krevchik V.D., Shorokhov A.V., Filatov D.O., Shkurinov A.P., Krevchik P.V., Ageev O.A., Wang Y.H., Li T.R., Malik A.K., Semenov I.M.</i> Features of 2D – bifurcations for structures with quantum dots from colloidal gold, possessing properties of metamaterials	311

<i>Абрамов А.С., Турыгин А.П., Аликин Д.О., Чезганов Д.С., Костюченко А.В., Дыбов В.А., Сумец М.П., Шур В.Я.</i> Роль газовой среды в формировании текстуры в тонких пленках ниобата лития, полученных магнетронным напылением	313
<i>Абросимова Н.Д., Дроздов М.Н., Оболенский С.В., Зудин Д.Ю.</i> Эффекты «допорогового» дефектообразования в структурах «кремний на изоляторе», изготовленных по технологии водородного переноса	315
<i>Аликин Д.О., Турыгин А.П., Абрамов А.С., Костюченко А.В., Дыбов В.А., Сумец М.П., Шур В.Я.</i> Доменная структура и переключение поляризации в тонких пленках LiNbO ₃ , полученных методом магнетронного напыления	317
<i>Андрюшечкин Б.В.</i> Начальные стадии окисления серебра: оксидные и карбонатные структуры	319
<i>Анкудинов А.В.</i> Измерения контактной жесткости в атомно-силовом микроскопе	321
<i>Быков В.А., Поляков В.В., Быков Ан.В., Котов В.В., Леесмент С.И., Бобров Ю.А.</i> От первых СТМ к нанотехнологическим системам комплексного анализа поверхности – 30-летний опыт разработок и развития	323
<i>Васильев С.Г., Васильева Д.С., Зеленевский П.С., Южаков В.В., Нураева А.С., Холкин А.Л., Шур В.Я.</i> Исследование сегнетоэлектрических доменных стенок в монокристаллах бета-глицина	328
<i>Веденев А.А., Дроздов М.Н., Ильюшина Н.Д., Смирнова А.К.</i> Особенности границ раздела эпитаксиальных слоев рНЕМТ-структур	330
<i>Веденев А.А., Ельцов К.Н.</i> Атомная структура поверхности GaAs(001), обогащенной галлием	332
<i>Вековшинин Ю.Е., Бондаренко Л.В., Яковлев А.А., Тупчая А.Ю., Грузнев Д.В., Михалюк А.Н., Зотов А.В., Саранин А.А.</i> 2D соединение $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -MgTe/Si(111): атомная структура и электронные свойства	334
<i>Вилков И.В., Каверин Б.С., Обьедков А.М., Семенов Н.М., Кетков С.Ю., Гусев С.А., Татарский Д.А., Андреев П.В.</i> Электронно-микроскопические исследования гибридных материалов на основе многостенных углеродных нанотрубок, декорированных нанопокрывтиями оксида алюминия	336
<i>Гайнутдинов Р.В., Лаишкова А.К., Петржик Е.А., Толстихина А.Л., Кашевич И.Ф., Шут В.Н.</i> АСМ исследование механических свойств в слоистых сегнетоэлектрических кристаллах TGS – TGS + Cr	338
<i>Гатин А.К., Гришин М.В., Дохликова Н.В., Озерин С.А., Харитонов В.А., Сарвадий С.Ю., Шуб Б.Р.</i> Начальные стадии взаимодействия водорода с нанесенными наночастицами золота	340
<i>Гатин А.К., Сарвадий С.Ю., Гришин М.В.</i> Влияние размера нанесенных наночастиц золота на адсорбцию водорода на их поверхности	342
<i>Гогина О.А., Петров Ю.В., Вывенко О.Ф., Шаров Т.В., Volotin K., Kovalchuk S.</i> Ионно-индуцированные дефекты в гексагональном нитриде бора	344
<i>Гусев С.А.</i> Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур	346
<i>Дохликова Н.В., Гришин М.В., Гатин А.К., Сарвадий С.Ю., Харитонов В.А., Озерин С.А., Зубкова Е.И., Шуб Б.Р.</i> Адсорбция водорода на биметаллических кластерах Au _n Ni _m и Au _n Cu _m , n+m=13	348
<i>Дроздов М.Н., Абросимова Н.Д., Оболенский С.В., Зудин Д.Ю., Гаранин А.Г., Минеев М.Н.</i> Возможности метода ВИМС для анализа профиля имплантированного водорода в кремнии и примесного состава структур «кремний на изоляторе»	350
<i>Дунаевский М.С., Алексеев П.А., Varanov A.</i> Исследование пространственной модовой структуры в сегментных резонаторах методами сканирующей зондовой микроскопии	352
<i>Евсиков И.Д., Митько С.В., Демин Г.Д.</i> Анализ эмиссии электронов с одиночного кремниевого катода в квазивакуумную (воздушную) среду на различном наномасштабе методом атомно-силовой микроскопии	354
<i>Жуков А.А., Blötmers Ch., Volk Ch., Winden A., Hardtdegen H., Schaepers Th.</i> Измерение магнитотранспорта InAs и InN нанопроволок в присутствии заряженного зонда АСМ	356
<i>Заморянская М.В., Иванова Е.В., Орехова К.Н., Дементьев П.А., Кравец В.А., Гусев Г.А., Трофимов А.Н.</i> Возможности метода локальной катодолюминесценции для диагностики наноматериалов	358
<i>Зиганишина С.А., Бухараев А.А., Зиганишин М.А.</i> Самосборка и термические свойства дипептидов	360
<i>Зиганишина С.А., Бухараев А.А., Сафиулина А.С., Зиганишин М.А.</i> Визуализация ксерогелей на основе дипептида <i>цикло</i> (лейцил-лейцил)	362
<i>Зиганишина С.А., Морозова А.С., Бухараев А.А., Зиганишин М.А.</i> Влияние подложки на самосборку глицил-глицина в тонких пленках под действием паров органических соединений	364
<i>Зотов А.В., Олянич Д.А., Мараров В.В., Утас Т.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Грузнев Д.В., Михалюк А.Н., Матецкий А.В., Денисов Н.В., Саранин А.А.</i> Пленка фуллерита для защиты металлических состояний поверхностной реконструкции на кремнии	366
<i>Иванова Е.В., Дементьев П.А., Заморянская М.В.</i> Ловушки в тонких слоях HfO ₂ на кремнии и их влияние на люминесцентные свойства	367
<i>Ильин А.И., Трофимов О.В.</i> Создание наноструктур в LiTaO ₃ точечным облучением суб-100 нм областей в РЭМ	369

<i>Ильина М.В., Ильин О.И., Гурьянов А.В., Томинов Р.В., Смирнов В.А.</i> Влияние температуры на мемристорный эффект ориентированных углеродных нанотрубок.....	371
<i>Лебедев В.А., Красилин А.А., Храпова Е.К., Анкудинов А.В.</i> Механические свойства гидросиликатных наносвитков, определенные методом наноиндентирования	373
<i>Логинов А.Б., Логинов Б.А., Исмаилов Р.Р., Образцов А.Н.</i> Получение карт фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света с нанометровым разрешением с помощью 3D-печати XYZ-столика необходимой конфигурации.....	375
<i>Михайлова Т.В., Высоких Ю.Е., Краснобородько С.Ю., Коломийцев А.С., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Булатов М.Ф., Чуриков Д.В.</i> Магнитооптика высокого разрешения на углеродных апертурных кантилеверах для характеристики доменной структуры и топографии тонких пленок.....	376
<i>Михайлова Т.В., Дзедолик И.В., Шелаев А.В., Шапошников А.Н., Ляшко С.Д., Перескоков В.С., Гусев С.А., Скороходов Е.В., Недвига А.С., Семук Е.Ю., Бержанский В.Н., Каравайников А.В.</i> Исследование тонких пленок, наноразмерных элементов и структур плазмоники.....	378
<i>Морозова А.С., Зиганишина С.А., Бухараев А.А., Зиганишин М.А.</i> Формирование наноразмерных структур на основе триглицина под действием органических соединений на кремниевых подложках	380
<i>Николичев Д.Е., Крюков Р.Н., Зубков С.Ю., Дудин Ю.А.</i> Использование РФЭС для оценки разупорядочения решетки твердого тела	382
<i>Нургазизов Н.И., Ханипов Т.Ф., Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Чирков В.В., Чукланов А.П.</i> МСМ исследование изменения поля переключения субмикронных частиц пермаллоя при комбинированном воздействии упругих напряжений и температуры	384
<i>Павлова Т.В., Шевлюга В.М., Андрияшечкин Б.В., Ельцов К.Н.</i> СТМ-манипулирование атомами хлора на поверхности Si(100)-2x1-Cl при локальном пересыщении	386
<i>Панов Д.В., Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Долуденко И.М., Черкасов Д.А., Муслимов А.Э., Загорский Д.Л.</i> Зондовая микроскопия в исследовании тем-платных матриц и магнитных нанопроволок	388
<i>Петров Ю.В., Аникьева А.Э., Григорьев Е.А., Барабан А.П., Вывенко О.Ф.</i> Эффекты накопления заряда при облучении ионным пучком	390
<i>Путилов А.В., Аладышкин А.Ю.</i> Пространственно-неоднородные электронные состояния в ультратонких Pb пленках и оценка «встроенного» потенциала.....	392
<i>Резник А.Н., Востоков Н.В., Вдовичева Н.К., Шашкин В.И.</i> Микроволновая вольт-импедансная спектроскопия полупроводников	394
<i>Саранин А.А., Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Матецкий А.В., Денисов Н.В., Михайлюк А.Н., Зотов А.В.</i> Магнитное легирование двумерного металла атомной толщины.....	396
<i>Скороходов Е.В., Горев Р.В., Миронов В.Л.</i> Магнитно-резонансная силовая спектроскопия колебаний кора магнитного вихря.....	397
<i>Скороходов Е.В., Сапожников М.В., Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Миронов В.Л.</i> Магнитно-резонансная силовая спектроскопия пленок CoPt с перпендикулярной анизотропией	398
<i>Суханова Т.Е., Кузнецова Т.А., Вылезжанина М.Э., Лапицкая В.А., Кутин А.А., Диденко А.Л., Светличный В.М., Чижик С.А.</i> АСМ и электронная микроскопия термоэластопластов на основе имидсодержащих нанокмозитов с наночастицами различной природы	400
<i>Темиряев А.Г.</i> Магнитно-силовая микроскопия. О некоторых приемах улучшения качества изображений	402
<i>Темиряева М.П., Логунов М.В., Никитов С.А., Сафонов С.С., Темиряев А.Г., Giordano S., Mathurin T., Dusch Y., Tiercelin N., Pernod P.</i> МСМ исследование процессов перемагничивания микро- и наноструктур на основе многослойных пленок TbCo ₂ /FeCo	404
<i>Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В., Селезнева Е.В., Макарова И.П.</i> Методы атомно-силовой микроскопии для исследования суперпротонных кристаллов	406
<i>Утас Т.В., Котляр В.Г., Утас О.А., Михалюк А.Н., Грузнев Г.В., Зотов А.В., Саранин А.А.</i> Реконструкция свинца на поверхности Si(100).....	408
<i>Филатов Д.О., Рябова М.А., Антонов Д.А., Антонов И.Н., Горшков О.Н.</i> Исследование резонансной активации резистивного переключения в плёнках ZrO ₂ (Y) методом атомно-силовой микроскопии	410
<i>Фомин Л.А., Маликов И.В., Березин В.А., Черных А.В., Рассадин А.Э., Логинов Б.А., Логинов А.Б.</i> Зондовая микроскопия и электронно-транспортные свойства тонких эпитаксиальных пленок тугоплавких металлов	412
<i>Халисов М.М., Пенниайнен В.А., Подзорова С.А., Тимошук К.И., Анкудинов А.В., Крылов Б.В.</i> Изучение влияния колхицина на цитоскелет нативных фибробластов с помощью методов атомно-силовой и конфокальной лазерной сканирующей микроскопии.....	414
<i>Чайка А.Н., Molodtsova O.V., Potorochin D.V., Wu H.-C., Hsu M.-C., Huang T.-W., Chang C.-R., Walls B., Zhussupbekov K., Shvets I.V., Аристов В.Ю.</i> Электронная структура нанополос графена на пластинах SiC/Si(001)	416
<i>Шур В.Я.</i> Физика и применение сегнетоэлектрических доменов. Столетие сегнетоэлектричества	418

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Bovkun Leonid Sergeevich

Julius-Maximilians University of Würzburg
Am Hubland, D - 97074 Würzburg, Germany
+499313185777
evilra66it@gmail.com

Sirtori Carlo

École normale supérieure
45 rue d'Ulm F-75230 Paris cedex 05
+33(0)1 44 32 30 00
carlo.sirtori@ens.fr

Tretiakov Oleg A.

University of New South Wales
The University of New South Wales, Sydney, NSW
2052, Australia
+6102-9385-6103
o.tretiakov@unsw.edu.au

Zeldov Eli

Институт имени Вейцмана
Herzl St. 234, PO Box 26, Rehovot, 7610001, Israel
+972545452560
eli.zeldov@weizmann.ac.il

Efremov Dmitri Victorovich

Leibniz Institute for Solid State and Materials Research
Helmholtzstraße, 20, Dresden, 01069, Germany
+493154629385
d.efremov@ifw-dresden.de

Khasanov Rustem Inkhfovich

Paul Scherrer Institute
Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen PSI,
Switzerland
+41563105438
rustem.khasanov@psi.ch

Tarasov Mikhail Aleksandrovich

Chalmers University of Technology
Gothenburg, SE-412 96, Sweden
+79165826043
tarasov@hitech.cplire.ru

Абрамкин Демид Суад

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833306945
dalamber.07@mail.ru

Абрамов Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79530575333
alexander.abramov@urfu.ru

Абросимова Наталья Дмитриевна

Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»
Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия
+79506027771
andnenastik@inbox.ru

Аверкиев Никита Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79217940202
averkiev@les.ioffe.ru

Акишева Анна Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+71111111111
annagudkova94@gmail.com

Аладышкин Алексей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179485
aladyshkin@yandex.ru

Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
aleshkin@ipmras.ru

Аликин Денис Олегович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+9068075515
Denis.alikin@urfu.ru

Андронов Александр Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385185
andron@ipmras.ru

Андрюшечкин Борис Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74995038784
andrush@kapella.gpi.ru

Анкудинов Александр Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79313624317
alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru

Аплеснин Сергей Степанович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М. Ф. Решетнева» пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 31, Красноярск, 660014, Россия
+73912919028
apl@iph.krasn.ru

Артемов Евгений Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+79166360363
artpoliofan@mail.ru

Артемьев Евгений Михайлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет» пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия
+73912498251
aem49@yandex.ru

Артюков Игорь Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326522
iart@sci.lebedev.ru

Арутюнов Константин Юрьевич

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» 123458, Москва, ул. Таллинская, д.34
+79296471123
karutyunov@hse.ru

Архипова Екатерина Александровна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский

центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103947900
suroveginaka@ipmras.ru

Атанасова Павлина Христова

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79856419213
poli@jinr.ru

Афоненко Александр Анатольевич

Белорусский государственный университет пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь
+375297050052
a.afonenka@mail.ru

Ахсахалян Арам Давидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385313
akh@ipm.sci-nnov.ru

Баглов Алексей Викторович

Учреждение образования «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники» ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь
+71111111111
baglov@bsuir.by

Баева Эльмира Миталиповна

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» 123458, Москва, ул. Таллинская, д.34
+79777478001
baeva.elm@gmail.com

Байдусь Николай Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623190
bnv@nifti.unn.ru

Бакунов Михаил Иванович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(920) 251-52-53
mbakunov@gmail.com

Балаев Дмитрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+7391 243-26-35
dabalaev@iph.krasn.ru

Банников Михаил Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79154108962
bannikovsi@lebedev.ru

Барышев Владимир Рудольфович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314160669
RandomData@yandex.ru

Барышева Мария Михайловна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200134032
mmbarysheva@ipmras.ru

Бастракова Марина Валерьевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108926041
mar.denisenko@gmail.com

Бекин Николай Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
nbekin@ipm.sci-nnov.ru

Белгибаев Токтар Аширбекулы

Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области Международный университет природы, общества и человека «Дубна» ул. Университетская, 19, Дубна, 141982, Россия
+7977 498 7650
toktar9292@hotmail.com

Беллюстина Валентина Григорьевна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учре-

ждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103810391
bell@ipmras.ru

Бельков Василий Валентинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927989
bel@epi.ioffe.ru

Беляков Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74991373244
bel@landau.ac.ru

Беспалов Антон Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79026886209
bepalovaa@gmail.com

Бибикова Вероника Валентиновна

Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова» Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия
+79087460445
veronbib@mail.ru

Бобков Александр Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79057370021
bobkov@issp.ac.ru

Бобкова Ирина Вячеславовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79031151926
bobkova@issp.ac.ru

Богданов Андрей Андреевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101,
Россия
+79213102412
bogdan.taurus@gmail.com

Будкин Григорий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213341202
gbudkin@gmail.com

Бурмистров Игорь Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79099884331
burmi@itp.ac.ru

Бушуев Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74953967380
vabushuev@yandex.ru

Быков Виктор Александрович

НТ-МДТ Спектру Инструментс Москва, Зеленоград, проезд № 4922, дом 4, строение 3
+79852113544
vbykov@ntmdt-si.ru

Васильев Семен Григорьевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79678542112
vasilev.semen@gmail.com

Веденев Александр Александрович

Акционерное Общество «Научно — Производственное Предприятие „Исток“ имени А.И. Шокина» ул. Вокзальная, 2а, г. Фрязино, Московская область, 141190, Россия
+7(495) 465 86 95
vedeneev@mirea.ru

Ведь Михаил Владиславович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101066998
turok.89rus@rambler.ru

Вековшинин Юрий Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов

управления Дальневосточного отделения Российской академии наук ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79502823830
vekovshinin98@mail.ru

Винославский Михаил Николаевич

Институт физики национальной академии наук Украины пр. Науки, 46, Киев, 03680, Украина
+380445251432
mvinos@iop.kiev.ua

Вихрова Ольга Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623120
vikhrova@nifti.unn.ru

Вишняков Евгений Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79032886415
juk301@mail.ru

Власенко Владимир Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+7(499) 132-67-17
vlasenkovlad@gmail.com

Водолазов Денис Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+783124179485
vodolazov@ipmras.ru

Воеводина Мария Андреевна

Балтийский федеральный университет имени И. Канта ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия
+79622536943
voevodina.mariia@gmail.com

Волков Владимир Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293394
volkov.v.a@gmail.com

Волкова Наталья Сергеевна

Научно-исследовательский институт химии
федерального государственного бюджетного обра-
зовательного учреждения высшего профессиональ-
ного образования «Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79159322168
volkovans88@mail.ru

Высоких Юрий Евгеньевич

ООО ЭМТИОН
Зеленоград, Россия, ул. Новокрюковская, д. 3Б
+79262094163
visokihy@gmail.com

Высоцкий Сергей Львович

Саратовский филиал федерального государствен-
ного бюджетного учреждения науки Института ра-
диотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452391236д.185
vysotsl@gmail.com

Гавриленко Владимир Изяславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179462
gavr@ipmras.ru

Гаврилов Сергей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт физики твердого тела Рос-
сийской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская
обл., 142432, Россия
+74965228275
sergey.s.gavrilov@gmail.com

Гайсин Айдар Уралович

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный универси-
тет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург,
199034, Россия
+79111411306
darikgais@gmail.com

Гайфуллин Рашид Рифкатович

Федеральное государственное автономное образо-
вательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
+78432337779
gaifullin.rashid@gmail.com

Галеева Александра Викторовна

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования «Мос-
ковский государственный университет
имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959391151
galeeva_alex@mail.ru

Галин Михаил Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179484
galin@ipmras.ru

Гапонов Сергей Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179465
svg@ipmras.ru

Гарахин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+783189036574182
GarakhinS@yandex.ru

Гатин Андрей Константинович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Федеральный исследовательский
центр химической физики им. Н.Н. Семенова Рос-
сийской академии наук
ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия
+79165647477
akgatin@yandex.ru

Геревенков Пётр Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
+79817930351
petr.gerevenkov@yandex.ru

Гимазов Ильнур Илхамович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Казанский физико-технический инсти-
тут им. Е.К. Завойского Казанского научного центра
Российской Академии наук
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Та-
тарстан, 420029, Россия
+79375821074
ubvfp94@mail.ru

Гиппиус Николай Алексеевич

Сколковский институт науки и технологий
Территория Инновационного Центра «Сколково»,
улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+74952801481
n.gippius@skoltech.ru

Глаголев Петр Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский университет
«МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79607162568
glagolev@ckp-miet.ru

Глазкова Дарья Алексеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79319533720
daria.a.glazkova@gmail.com

Глушков Владимир Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74995038775
glushkov@lt.gpi.ru

Гогина Алевтина Андреевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79632444667
alevtina_gogina@mail.ru

Гольцман Григорий Наумович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+74992461202
goltsman10@mail.ru

Гончаров Борис Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+79258607216
bvgoncharov@gmail.com

Горай Леонид Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78129097133
lig@pcgrate.com

Горев Роман Валерьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
gorevrv@ipmras.ru

Горный Игорь Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79111237157
gornyi@yahoo.com

Горюнов Юрий Владимирович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
+79063242079
gorjunov@kfti.knc.ru

Григорьев Павел Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79264140139
grigorev@itp.ac.ru

Григорьева Надежда Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79043987364
grigorieva_nn_27@mail.ru

Гринберг Яков Семенович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
+79139357613
yakovgreenberg@yahoo.com

Гришин Максим Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия
+74959397184
mvgriшин68@yandex.ru

Гудина Светлана Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783788
svropova@imp.uran.ru

Гунбина Александра Анатольевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202528688
aleksandragunbina@mail.ru

Гурылёв Антон Константинович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)»
ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
+79522845648
gurylev.tosha@yandex.ru

Гусев Евгений Эдуардович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79169098910
bubbledouble@mail.ru

Гусев Никита Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
gusevns@ipmras.ru

Гусев Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179489+122
gusev@ipmras.ru

Данилов Юрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623120
danilov@nifti.unn.ru

Девизорова Жанна Алексеевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79154335680
DevizorovaZhanna@gmail.com

Девятков Эдуард Валентинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79160419538
dev@issp.ac.ru

Демидов Евгений Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79047888762
demidov@phys.unn.ru

Демин Глеб Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79031422589
gddemin@gmail.com

Демишев Сергей Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74995038704
demis@it.gpi.ru

Дикарева Наталья Васильевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623190
dnat@ro.ru

Докукин Максим Евгеньевич

Саровский физико-технический институт — филиал Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
ул. Духова, 6, Саров, 607186, Россия
+79101014224
MEDokukin@mephi.ru

Долуденко Илья Михайлович

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+79688639633
doludenko.i@yandex.ru

Дровосеков Алексей Борисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук

ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия
+74991376820
drovosekov@kapitza.ras.ru

Дроздов Юрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179491
drozduy@ipm.sci-nnov.ru

Дубинов Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831)417-94-82+234
sanya@ipmras.ru

Дубровин Роман Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
+79910068780
dubrovin@mail.ioffe.ru

Дунаевский Михаил Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
+78122927317
Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

Дурнев Михаил Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
+79213278308
durnev@mail.ioffe.ru

Дьяков Сергей Александрович

Сколковский институт науки и технологий
Территория Инновационного Центра “Сколково”,
улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+79265674423
s.dyakov@skoltech.ru

Дёмина Полина Борисовна

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного автоном-
ного образовательного учреждения высшего обра-
зования «Национальный исследовательский Ниже-
городский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия
+79063678791
demina@phys.unn.ru

Евсиков Илья Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет
«МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79166650677
evsikov.ilija@yandex.ru

Егоров Андрей Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79875569786
andrey-ae@mail.ru

Ежевский Александр Александрович

Федеральное государственное автономное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107913006
ezhevski@phys.unn.ru

Ельцов Константин Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт спектроскопии Российской
академии наук
ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190,
Россия
+74995038769
eltsov@kapella.gpi.ru

Ермолаева Ольга Леонидовна

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103963589
ermolaeva@ipmras.ru

Ерофеева Ирина Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного автоном-
ного образовательного учреждения высшего обра-
зования «Национальный исследовательский Ниже-
городский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79051937343
irfeya@mail.ru

Ершов Алексей Валентинович

Федеральное государственное автономное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623306
ershov@phys.unn.ru

Есин Варнава Денисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79182249923
2018esin@issp.ac.ru

Есин Михаил Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79233053007
yesinmisha@yandex.ru

Естюнин Дмитрий Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79523800264

estyunin@gmail.com

Ефимов Алексей Дмитриевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307088436
alefimov1997@gmail.com

Жолудев Максим Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831) 417-94-82 +273
zholudev@ipmras.ru

Жукавин Роман Хусейнович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
zhur@ipmras.ru

Жуков Алексей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965228341
azhukov@issp.ac.ru

Забавичев Илья Юрьевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623265
zabavichev.rf@gmail.com

Заболотных Андрей Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293394
zabolotnyh_andre@mail.ru

Загороднев Игорь Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79175563494
igor.zagorodnev@gmail.com

Загорский Дмитрий Львович

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+74991350510
dzagorskiy@gmail.com

Зайнагутдинов Айдар Рустэмович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78312989462
zoya1066@mail.ru

Зайцев Андрей Васильевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79527830077
a.v.zaytsev@inbox.ru

Заморянская Мария Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78129171582
zam@mail.ioffe.ru

Звездин Анатолий Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74991350247
zvezdin@gmail.com

Здоровейцев Антон Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108986824
zdorovei@gmail.com

Зиганшина Суфия Асхатовна

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
+78432319107
sufia@mail.ru

Злотников Антон Олегович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+7(391)243-07-63
zlotn@iph.krasn.ru

Зорина Мария Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
mzor@ipmras.ru

Зотов Андрей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+74232310412
zotov@iacp.dvo.ru

Зубков Сергей Юрьевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200281804
zubkov@phys.unn.ru

Зуев Сергей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385313
zuev@ipmras.ru

Иванов Борис Игоревич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
+73833460635
to_ivanov_boris@yahoo.com

Иванов Юрий Павлович

University of Cambridge
27 Charles Babbage Road Cambridge CB3 0FS
+79244390158
ii243@cam.ac.uk

Иванова Екатерина Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927382
ivanova@mail.ioffe.ru

Изюров Владимир Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+79220246660
koleson01@mail.ru

Иконников Антон Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959391151
antikon@physics.msu.ru

Ильин Александр Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79853118088
ilin@iptm.ru

Ильина Марина Владимировна

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета
ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия
+78634371611
mailina@sfedu.ru

Кавеев Андрей Камильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122976411
kaveev@mail.ioffe.ru

Каверин Борис Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Рагуваева Российской академии наук ул. Трoпинина, 49, ГСП-445, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79875384307
kaverin@iomc.ras.ru

Казаков Алексей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79031800450
kazakovas93@yandex.ru

Казанцев Дмитрий Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7(383) 330-98-74
kazantsev-83@yandex.ru

Калашникова Александра Михайловна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213221286
kalashnikova@mail.ioffe.ru

Калевич Владимир Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927140
kalevich@solid.ioffe.ru

Калентьева Ирина Леонидовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202920787
istery@rambler.ru

Калитеевский Михаил Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук» ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78129472324
m.kaliteevski@mail.ru

Камелин Дмитрий Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179494 +213
kent@ipmras.ru

Капралов Кирилл Николаевич

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
+79267875583
kapralov.kn@phystech.edu

Карапетров Горан

Дрексельский университет 3141 Chestnut Street, 12-816, Philadelphia, PA 19104, USA
+12155714090
gk327@drexel.edu

Караштин Евгений Анатольевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
eugenk@ipmras.ru

Карбань Оксана Владиславовна

ФГБОУ ВО Ижевская ГСХА 426069, Россия, ПФО, Удмуртская Республика, г. Ижевск, ул. Студенческая, 11
+79225056346
ocsa246@gmail.com

Кац Владимир Наумович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213345722
vladimir.n.kats@gmail.com

Качоровский Валентин Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219941081
kachor.valentin@gmail.com

Квашенников Дмитрий Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79082364525
pltcm9@outlook.com

Кинев Николай Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293418
nickolay@hitech.cplire.ru

Клочков Алексей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
+79168695256
klochkov_alexey@mail.ru

Ковалевский Константин Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
atan4@yandex.ru

Козлов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314384045
dvkoz@ipmras.ru

Колесников Алексей Олегович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79647996300
alexey6180@gmail.com

Конаков Антон Алексеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103910467
konakov_anton@mail.ru

Конев Виталий Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+7912 268 78 07
vitaliy.konev@urfu.ru

Копасов Александр Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учре-

ждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79877410867
kopasov@ipmras.ru

Корнеев Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+74992461202
akorneev@rplab.ru

Коротков Сергей Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79518588129
korsesecm@gmail.com

Коршунов Максим Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+79080119774
mkor@iph.krasn.ru

Коряжкина Мария Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101284987
mahavenok@mail.ru

Корякин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алфорова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79313716295
alexkorya@gmail.com

Кочаровская Екатерина Рудольфовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7831-4160669
catrings@gmail.com

Кочаровский Владимир Владиленович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук

ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314164894
kochar@appl.sci-nnov.ru

Кочерешко Владимир Петрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213896105
Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru

Кочиев Михаил Валериевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326345
kochievmv@mail.ru

Кочугова Елена Сергеевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79087291054
a.kochugova@mail.ru

Кравцов Евгений Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783591
kravtsov@imp.uran.ru

Красилин Андрей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213876196
ikrasilin@gmail.com

Красильник Захарий Фишелевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179473
Krasilnik@list.ru

Краснов Владимир Михайлович

Физический Департамент
Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691
Stockholm, Sweden
+46855378606
vladimir.krasnov@fysik.su.se

Крыжановская Наталья Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78124486994
kryj@mail.ioffe.ru

Крюков Руслан Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79308154612
kriukov.ruslan@yandex.ru

Кудасов Юрий Бориславович

Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия
+78313027239
yu_kudasov@yahoo.com

Кудрин Алексей Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307153154
alex2983@yandex.ru

Кудрявцев Константин

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385037
konstantin@ipmras.ru

Кузин Сергей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79167950693
s.kuzin@lebedev.ru

Кузнецов Михаил Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79527704769
Mikhail5340@gmail.com

Кузнецов Юрий Михайлович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108704144
yurakz94@list.ru

Кузнецова Ирина Александровна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова
ул. Советская, 14, Ярославль, 150000, Россия
+79109710399
kuz@uniyar.ac.ru

Кузнецова Мария Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79215581876
mashakuznecova@bk.ru

Кузьмин Леонид Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»
ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79055411291
kuzmin@chalmers.se

Кукинов Андрей Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314627709
kukinov@iomc.ras.ru

Кукушкин Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314160692
vakuk@appl.sci-nnov.ru

Кулаковский Владимир Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965222691
kulakovskulakovs@mail.ru

Куликов Кирилл Вячеславович

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79652395265
kulikov@theor.jinr.ru

Куликов Никита Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79519076416
neilkulikov@gmail.com

Кумар Ниранджан

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+711111111
phystribology@gmail.com

Кунцевич Александр Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326628
kuntsevich.alexander@gmail.com

Курин Владислав Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179452
kurin@ipmras.ru

Кутлин Антон Георгиевич

Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems
Nöthnitzer Straße, 38, Dresden, Germany
+79200428342
anton.kutlin@gmail.com

Ладугин Максим Анатольевич

Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»
РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3
+74953333325
maximladugin@mail.ru

Ларионов Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965228373
larionov@issp.ac.ru

Лашкова Анастасия Константиновна

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+7(499)135-11-00
aklashkova@yandex.ru

Лобанов Дмитрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179465
dima@ipmras.ru

Логинов Артем Борисович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79161497066
temalog97@gmail.com

Логунов Михаил Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+7(495)629-34-65
logunov@cplire.ru

Лопатин Алексей Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385313
lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Лукичев Владимир Федорович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт Российской академии наук
Нахимовский пр., 34, Москва, 117218, Россия
+74991295492
lukichev@ftian.ru

Лукьянчук Борис Семенович

Nanyang Technological University
50 Nanyang Ave, Сингапур 639798
+70000000000
BLukiyanchuk@ntu.edu.sg

Лучин Валерий Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831) 417-94-76 +123
luchin@ipm.sci-nnov.ru

Ляпилин Игорь Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+79122404056
Lyapilin@imp.uran.ru

Лятун Иван Игоревич

Балтийский федеральный университет имени И. Канта
ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия
+74012595595 +7103
ivanlyatun@gmail.com

Мазаник Андрей Аркадьевич

Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79199627354
mazanandrey@gmail.com

Мазов Лев Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78312580388
mazov@ipm.sci-nnov.ru

Макарова Татьяна Павловна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79500177098
makarova.tanja535@yandex.ru

Макарцев Илья Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79503670058
ilya0296@gmail.com

Максимов Андрей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79055081866
maksimov@issp.ac.ru

Малофеев Роман Станиславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314606018
malofeev@ipmras.ru

Малышев Илья Вячеславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476+127
ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

Мальцев Евгений Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физический институт им. П.Н. Лебе-
дева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия
+79151714399
maltsev.e@protonmail.com

Маремьянин Кирилл Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
kirillm@ipmras.ru

Мармалюк Александр Анатольевич

Открытое акционерное общество «Научно-
исследовательский институт «Полюс»
им. М.Ф. Стельмаха»
РФ, 117342, Москва, ул.Введенского, 3
+74953333325
almarm@mail.ru

Марычев Павел Михайлович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79159460942
observermp@yandex.ru

Машкович Евгений Александрович

Университет Радбауда, Radboud University
Heyendaalseweg 135, 6525 AJ
+31627964733
e.mashkovich@science.ru.nl

Мельников Александр Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103929860
melnikov@ipm.sci-nnov.ru

Мизеров Андрей Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение высшего образования и науки «Санкт-

Петербургский национальный исследовательский
Академический университет имени Ж.И. Алферова
Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,
194021, Россия
+79213127622
andreyimizerov@rambler.ru

Миннеханов Антон Анурович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение «Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+79266665979
swayn@bk.ru

Миньков Григорий Максович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт физики металлов имени
М.Н. Михеева Уральского отделения Российской
академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,
Россия
+79226015461
grigori.minkov@imp.uran.ru

Мионов Виктор Леонидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79030601267
mironov@ipmras.ru

Мионов Сергей Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79519142322
sermironov@rambler.ru

Митрофанов Александр Викторович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физический институт им. П.Н. Лебе-
дева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия
+7499-132-6946
mitrofanovav@lebedev.ru

Михайленко Михаил Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79990727677
mishamars202@gmail.com

Михайлов Николай Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт физики полупроводников

им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833304967
mikhailov@isp.nsc.ru

Михайлова Татьяна Владиславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского»
295007, Республика Крым, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, 4
+79787438395
tatvladismikh@cfuv.ru

Михеенков Андрей Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук
Калужское шоссе, стр. 14, Троицк, 142190, Россия
+79060335332
mikheen@bk.ru

Мишин Алексей Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79535749948
mishin.nn@mail.ru

Могунов Ярослав Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213388056
mogunov@mail.ioffe.ru

Морозов Александр Игоревич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79166456826
mor-alexandr@yandex.ru

Морозов Михаил Юрьевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452511179
mikky@mail.ru

Морозов Сергей Вячеславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79056625685
more@ipmras.ru

Морозова Анна Сергеевна

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
+79376172526
morozova_anna_s@mail.ru

Москвин Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина»
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+73432694431
alexander.moskvin@urfu.ru

Мотова Елена Сергеевна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103874714
es@ipmras.ru

Мурзина Татьяна Владимировна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959393669
murzina@mail.ru

Мухаматчин Камиль Рафаилович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103835092
mykamil@yandex.ru

Насеткин Константин Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307047479
zverbeshenka@gmail.com

Неверов Владимир Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783706
neverov@imp.uran.ru

Нежданов Алексей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200240282
nezhdanov@phys.unn.ru

Некпелов Сергей Вячеславович

Физико-математический институт, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук»
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212391451
NekipelovSV@mail.ru

Некоркин Сергей Михайлович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79026815223
nekorkin@nifti.unn.ru

Нечай Андрей Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+74561666
nechay@ipm.sci-nnov.ru

Никитов Сергей Аполлонович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293387
nikitov@cplire.ru

Николаев Александр Васильевич

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959395163
alex_benik@mail.ru

Николенко Антон Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
пр. ак. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия
+73833294347
a.d.nikolenko@inp.nsk.su

Николичев Дмитрий Евгеньевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79056690628
nikolitchev@phys.unn.ru

Новиков Алексей Витальевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179480
anov@ipmgras.ru

Новиков Вадим Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»
пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия
+79050896145
novikovvadim@mail.ru

Нургазизов Нияз Ильгизович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
+78432319107
niazn@mail.ru

Оболенский Сергей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623266
obolensk@rf.unn.ru

Овсянников Геннадий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956297431
gena@hitech.cplire.ru

Овчаренко Сергей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технологический университет»
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия
+79168617300
serg30101993@gmail.com

Оладышкин Иван Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200289787
oladyshkin@gmail.com

Отроков Михаил Михайлович

Donostia International Physics Center
Paseo Manuel de Lardizabal, 4, Donostia San Sebastian, 20018, Spain
+34943018765
mikhail.otrokov@gmail.com

Охапкин Андрей Игоревич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179450
andy-ohapkin@yandex.ru

Павлов Виктор Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927963
pavlov@mail.ioffe.ru

Павлов Сергей

DLR Institute of Optical Sensor Systems
Rutherfordstrasse 2, 12489, Berlin
+4930 67055594
sergeij.pavlov@dlr.de

Павлова Татьяна Витальевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+79169109810
tania.v.pavlova@gmail.com

Панкратов Андрей Леонидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79051913223
alp@ipmras.ru

Панов Дмитрий Вячеславович

Московский институт электроники и математики имени А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»
Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия
+79160952278
dggamer@mail.ru

Парамонов Максим Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79032638613
paramonov@hitech.cplire.ru

Парафин Алексей Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179493
parafin@ipmras.ru

Патрин Геннадий Семенович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет»
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия
+73912912967
patrin@iph.krasn.ru

Пашенькин Игорь Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
pashenkin@ipmras.ru

Пашин Дмитрий Сергеевич

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79506150773
pashindmi@gmail.com

Пашкин Юрий Александрович

Университет Ланкастера
Bailrigg, Lancaster LA1 4YW, UK
+441524593268
y.pashkin@lancaster.ac.uk

Перваков Кирилл Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79997684758
pervakovks@lebedev.ru

Перекалов Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79159311007
alexander.152rus@yandex.ru

Перетокин Артем Викторович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Ни-

жегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»
ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79040500182
Starosta177occ@mail.ru

Перов Анатолий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202992054
19perov73@gmail.com

Пестов Алексей Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Петров Владимир Никифорович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия
+79219572038
nikiforovich@hotmail.com

Петров Юрий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+78124284733
y.petrov@spbu.ru

Пещеренко Николай Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79857567966
peshcherenko@itp.ac.ru

Пикалов Антон Михайлович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79686122894
wild.voltmeter@yandex.ru

Планкина Светлана Михайловна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623306
plankina@phys.unn.ru

Пластовец Вадим Денисович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79616338411
plastovec26@gmail.com

Плешков Роман Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108789261
gtmtb22@yandex.ru

Погосов Вальтер Валентинович

Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
+79263596034
walter.pogosov@gmail.com

Покровский Вадим Ярославович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293459
vadim.pokrovskiy@mail.ru

Ползикова Наталья Ивановна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293412
polz@cplire.ru

Полищук Ольга Витальевна

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452511179
polischuk.sfire@mail.ru

Полковников Владимир Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79030601487
polkovnikov@ipmras.ru

Половинкин Андрей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+783124656242
polovinkin@rf.unn.ru

Полушкин Николай Игоревич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314657975
nip@ipmras.ru

Полякова Маргарита Игоревна

Московский институт электроники и математики
имени А.Н. Тихонова Национального исследова-
тельского университета «Высшая школа экономики»
Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия
4954957729590
p-margaret@mail.ru

Пономарев Дмитрий Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт сверхвысокочастотной по-
лупроводниковой электроники Российской академии
наук
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
+79268552731
ponomarev_dmitr@mail.ru

Попов Владимир Геннадьевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт проблем технологии микро-
электроники и особочистых материалов Российской
академии наук
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл.,
142432, Россия
+79154956121
sokhatiy@gmail.com

Попов Владимир Павлович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской
академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7383 333 2493
porov@isp.nsc.ru

Попов Николай Леонидович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физический институт
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия
+74951326112
nick.l.popov@gmail.com

Постолова Светлана Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79529488780
svet.postolova@gmail.com

Потехин Александр Александрович

Федеральное государственное автономное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79524775601
potehinrf@gmail.com

Похабов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской
академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия
+73833331087
pokhabov@isp.nsc.ru

Приходько Кирилл Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение «Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+74991969215
prihodko_ke@nrcki.ru

Протогенов Александр Павлович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт прикладной физики Россий-
ской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314364891
aprotogenov@gmail.com

Пугач Наталия Григорьевна

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования «Мос-
ковский государственный университет
имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959392588
pugach@magn.ru

Пузанов Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623266
aspuzanov@inbox.ru

Пуногов Василий Ильич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Коми научный центр Уральского от-
деления РАН
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212391461
punegov@rambler.ru

Путилов Алексей Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79092982681
alputilov@ipmras.ru

Рабинович Даниил Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79086233246
Veroniyz@mail.ru

Рахмонов Илхом Рауфович

Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область,
141980, Россия
+790575447604962163734
rahmonov@theor.jinr.ru

Ревин Леонид Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202577978
rls@ipmras.ru

Резник Александр Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+74179497
reznik@ipmras.ru

Резник Родион Романович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,
194021, Россия
+79110836901
moment92@mail.ru

Ремесник Владимир Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
8330-99-23
remesnik@isp.nsc.ru

Реунов Дмитрий Георгиевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79030527132
reunoff.dima@gmail.com

Рогалёв Андрей Леонидович

European Synchrotron Radiation Facility
rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043, France
+33476882132
rogalev@esrf.fr

Родионов Данил Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79101559045+79101559045
denil_r@mail.ru

Родионов Илья Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»
ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия
+7(499) 263-6531
irodionov@bmstu.ru

Родионова Валерия Викторовна

Балтийский федеральный университет имени И. Канта
ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия
+79003468482
valeriarodionova@gmail.com

Руденко Константин Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт Российской академии наук
Нахимовский пр., 34, Москва, 117218, Россия
+74991295608
rudenko@ftian.ru

Румянцев Владимир Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
rumyantsev@ipmras.ru

Рыков Артём Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79503694410
rikov@nifti.unn.ru

Рыльков Владимир Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+74991967100доб.3293
vvrylkov@mail.ru

Рябцев Игорь Ильич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7(383) 333-24-08
ryabtsev@isp.nsc.ru

Савинов Денис Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179485#257
savinovda@ipmras.ru

Садовников Александр Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия
+79033868480
sadovnikovav@gmail.com

Садреев Алмаз Фаттахович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+79135796403
almas@tnp.krasn.ru

Сайпулаева Луиза Абдурахмановна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук
ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика Дагестан, 367003, Россия
+79288776891
Luizasa11@mail.ru

Салашенко Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314607692 +124
salashch@ipmras.ru

Самарцев Илья Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79051924187
woterbox@mail.ru

Саматов Михаил Рустамович

Московский институт электроники и математики имени А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»
Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия
+79253049814
mrsamatov@edu.hse.ru

Самохвалов Алексей Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79257789871
samokh@ipmras.ru

Сапожников Максим Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179485
msap@ipmras.ru

Саранин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79025558457
asaranin@gmail.com

Сатанин Аркадий Михайлович

Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматизации им. Н. Л. Духова
ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
+79092940886
sarkady@mail.ru

Сафонов Сергей Станиславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956297382
sergej-safonov-81@bk.ru

Сахаров Валентин Константинович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452391236
valentin@sakharov.info

Сахоненков Сергей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+78124284352
sergei.sakhonenkov@gmail.com

Свечников Михаил Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200466691
svch1991@gmail.com

Свинцов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное автономное образова-
тельное учреждение высшего профессионального
образования «Московский физико-технический инсти-
тут (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79267108491
svintcov.da@mipt.ru

Селезнев Михаил Евгеньевич

Саратовский филиал федерального государствен-
ного бюджетного учреждения науки Института ра-
диотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+79063152195
mixanich94@mail.ru

Семенов Александр Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образова-
тельное учреждение высшего образования «Москов-
ский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991,
Россия
+79151445145
a_sem2@mail.ru

Семенов Михаил Борисович

Пензенский государственный университет
440026, г. Пенза, ул. Красная, 40
+79631020725
misha29.02.1@gmail.com

Сергеев Юрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт прикладной физики Россий-
ской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314164903
yas@ufp.appl.sci-nnov.ru

Сибирев Николай Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский национальный исследова-
тельский университет информационных технологий,
механики и оптики»
пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101,
Россия
+79112827886
NickSibirev@itmo.ru

Сивков Виктор Николаевич

Физико-математический институт, Федеральный
исследовательский центр «Коми научный центр
Уральского отделения Российской академии наук»
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212391461
sivkovvn@mail.ru

Сивков Данил Викторович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Коми научный центр Уральского от-
деления РАН
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212244262
danjorno@yandex.ru

Сидоренко Анатолий Сергеевич

Институт электронной инженерии и нанотехнологий
им. Д. Гицу Академии наук Молдовы
ул. Академическая, 3/3, Кишинев, MD-2028, Респу-
блика Молдова
+37322737092
anatoli.sidorenko@kit.edu

Силаев Михаил

Университет Ювяскюла
Department of Physics and Nanoscience Center, Uni-
versity of Jyvaskyla, P.O. Box 35 (YFL), FI-40014,
Finland
+79108761366
silaev@kth.se

Синченко Александр Андреевич

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования «Мос-
ковский государственный университет
имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74956293656
sinchenko@cplire.ru

Скорыходов Евгений Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79063624981
evgeny@ipmras.ru

Слипченко Сергей Олегович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
+79217541917
serghpl@mail.ioffe.ru

Смертин Руслан Маратович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307041750
smertin_ruslan@ipm.sci-nnov.ru

Смирнов Антон Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт прикладной физики Россий-
ской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7831-416-48-89
aa-smirnov@yandex.ru

Смирнов Константин Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+74992452968
smirnov@scontel.ru

Соколова Зинаида Николаевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927995
zina.sokolova@mail.ioffe.ru

Соломникова Анна Васильевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)»
ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
+79045523491
zubann@yandex.ru

Степихова Маргарита Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831) 4385037
mst@ipm.sci-nnov.ru

Степушкин Михаил Владимирович

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
+79160799262
СОКРОВАЕНЕУ@yandex.ru

Стогний Александр Иванович

ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»
ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Республика Беларусь
+375298767821
stognij@physics.by

Суханова Татьяна Евгеньевна

Федеральное государственное унитарное предприятие «Ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский институт синтетического каучука имени академика С.В. Лебедева»
ул. Гапсальская, 1, Санкт-Петербург, 198035, Россия
+7(812)3726490 доб.1702
tat_sukhanova@mail.ru

Сушков Артем Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107968101
sushkovartem@gmail.com

Сычев Сергей Михайлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79875505124
heroes105@mail.ru

Таланов Юрий Иванович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
+78432319123
talanov@kfti.knc.ru

Тарасова Елена Александровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101202550
thelen@yandex.ru

Татарский Дмитрий Аркадьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101082536
tatarsky@ipmras.ru

Темирязов Алексей Григорьевич

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
+79163069408
temiryazev@gmail.com

Темирязева Марина Павловна

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
+79165289530
mtemiryazeva@gmail.com

Терещенко Олег Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников

им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833307883
teresh@isp.nsc.ru

Тетельбаум Давид Исаакович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79601711942
tetelbaum@phys.unn.ru

Тимофеев Иван Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+73912494613
tiv@iph.krasn.ru

Титова Надежда Андреевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет» ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+74992461870
titovana@mail.ru

Тиходеев Сергей Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+79163852262
tikh@gpi.ru

Толстихина Алла Леонидовна

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+74991351100
alla@ns.crys.ras.ru

Торопов Михаил Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
write75@rambler.ru

Третьяков Иван Васильевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет» ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+79017701164
ivantretkykov@mail.ru

Трухин Валерий Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79217458563
valemb@mail.ru

Трушин Владимир Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79036030749
trushin@phys.unn.ru

Уаман Светикова Татьяна Аурелия

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79060643636
aurelia8002@gmail.com

Удалов Олег Георгиевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200438574
oleg.udalov@csun.edu

Улитко Василий Анатольевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79126612957
vasiliy.ulitko@urfu.ru

Усанов Дмитрий Андреевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623314
usanov@phys.unn.ru

Усачёв Павел Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79112497145
usachev@mail.ioffe.ru

Усеинов Ниазбек Хамзович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»

ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
+79372836583
nuseinov@mail.ru

Ускова Елена Афанасьевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79063625355
eausk@mail.ru

Уставщиков Сергей Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+783124179485
sergey@ipmras.ru

Утас Татьяна Валерьевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79024834320
kasyanova@mail.dvo.ru

Уточкин Владимир

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79616390926
xeponum@bk.ru

Ушаков Дмитрий Владимирович

Белорусский государственный университет пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь
+375 295017190
ushakovdvu@gmail.com

Фадеев Михаил Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314333741
wonicema@rambler.ru

Фатеев Денис Васильевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+792710440628452391235
fateevdv@yandex.ru

Федянин Андрей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959394544
fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

Филатов Дмитрий Олегович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107979536
dmitry_filatov@inbox.ru

Филатов Ярослав Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79818406663
yaroslav.filatov@metalab.ifmo.ru

Филатова Елена Олеговна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79213334387
elenaofilatova@mail.ru

Филимонов Юрий Александрович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452272401
yuri.a.filimonov@gmail.com

Филиппов Николай Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79687595514
filippov@ckp-miet.ru

Фильнов Сергей Олегович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79233588273
sfilnov@gmail.com

Фомин Лев Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук

ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл.,
142432, Россия
+74965244255
fomin@iptm.ru

Фоминов Яков Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79104661489
fominov@landau.ac.ru

Фрадкин Илья Маркович

Сколковский институт науки и технологий
Территория Инновационного Центра «Сколково»,
улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+79164220015
Ilia.Fradkin@skoltech.ru

Фраерман Андрей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
andr@ipmras.ru

Хабибуллин Рустам Анварович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
+79104637930
khabibullin@isvch.ru

Хавронин Михаил Евгеньевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79620051056
havronin.me@phystech.edu

Хазанова Софья Владиславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623308
khazanova@phys.unn.ru

Хаймович Иван Михайлович

Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems
Nöthnitzer Straße, 38, Dresden, Germany
+490000000000
ivan.khaymovich@gmail.com

Холин Дмитрий Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия
+74991376820
kholin@kapitza.ras.ru

Хомицкий Денис Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623304
khomitsky@phys.unn.ru

Хохлов Дмитрий Ремович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959391151
khokhlov@mig.phys.msu.ru

Храпай Вадим Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79030026390
dick@issp.ac.ru

Хребтов Артем Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219322013
khrebtovart@mail.ru

Цыбин Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385555
tsybin@ipmras.ru

Цыпленков Вениамин Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
Tsyplenkov1@yandex.ru

Цырлин Георгий Эрнстович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219056907
cirlin@beam.ioffe.ru

Чайка Александр Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965228369
chaika@issp.ac.ru

Чарикова Татьяна Борисовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783733
charikova@imp.uran.ru

Черкасов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+79831231883
dim_cherckasov@mail.ru

Черненко Александр Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79150042171
chernen@yandex.ru

Чернозатонский Леонид Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биохимической физики им. Н.И. Гамма-и М. Эмануэля Российской академии наук
ул. Косыгина, 4, 119334, Москва, Россия
+74959397172
cherno@sky.chph.ras.ru

Чернопицкий Максим Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+71111111111
166chemax@gmail.com

Чернышев Алексей Константинович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский

центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
aleksej_chernyshov@mail.ru

Чигинев Александр Валерьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179486
chig@ipmras.ru

Чигинева Анна Борисовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108885037
chigineva@nifti.unn.ru

Чуйкин Олег Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
+79137756408
ChuikinOA@yandex.ru

Чумаков Александр Игоревич

European Synchrotron Radiation Facility
rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043, France
+33476882352
chumakov@esrf.fr

Чумаков Николай Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+79160859276
chumakov_nk@nrcki.ru

Чурин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314616543
churin@ipmras.ru

Чхало Николай Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101094218
chkhalo@ipmras.ru

Шагинян Василий Робертович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» мкр. Орлова роща, 1, Гатчина, 188300, Россия
+78137136096
vrshag@thd.pnpi.spb.ru

Шадрин Антон Викторович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79505485125
funjygame@rambler.ru

Шамирзаев Тимур Сезгирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833304475
sha_tim@mail.ru

Шарапов Андрей Анатольевич

Сколковский институт науки и технологий Территория Инновационного Центра «Сколково», улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+79057476835
andrey.sharapov@skoltech.ru

Шастин Валерий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
shastin@ipmras.ru

Швецов Борис Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79197770457
b.shvetsov@mail.ru

Шелухин Леонид Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79818950651
shelukhin@mail.ioffe.ru

Шитов Сергей Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956384646
sergey3e@gmail.com

Шкляев Александр Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79130010085
aleksan@mail.ru

Шоболова Тамара Александровна

Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова» Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия
+79506090111
tomasorokina@gmail.com

Шрайбер Ларс Р.

RWTH Aachen University
Templergraben 55
+49241-8024486
lars.schreiber@physik.rwth-aachen.de

Штром Игорь Викторович

Институт аналитического приборостроения Рижский пр., 26., Санкт-Петербург, 190103
+79112123425
igorstrohm@mail.ru

Шубина Татьяна Васильевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927124
shubina@beam.ioffe.ru

Шукринов Юрий Маджнунович

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+74962163844
shukrinov@theor.jinr.ru

Шуплецов Алексей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79154901488
husderbec@mail.ru

Шур Владимир Яковлевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина» ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+73433899568
vladimir.shur@urfu.ru

Юнин Павел Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учре-

ждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179491
yunin@ipmras.ru

Юрасов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
Inquisitor@ipmras.ru

Юсипова Юлия Александровна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской академии наук
ул. Советская, 3, Зеленоград, Москва, 124365, Россия
+79164380178
Linda_Nike@mail.ru

Юсупов Ренат Альбертович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79852819648
yusupovrenat@hitech.cplire.ru

Яблонский Артем Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
yablonsk@ipmras.ru

Яговцев Владимир Олегович

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34
+79216576819
rusgrise@gmail.com

Авторский указатель**A**

Abrudan R. 205
 Afalla J. 491
 Ageev O.A. 311
 Akopian N. 811
 Aleshkin V.Ya. 483
 Astrov Yu.A. 489
 Atanasova P.Kh. 7
 Avogadri C. 617

B

Babukhin D.V. 9
 Balanta M.A.G. 549
 Barabanov A.F. 151
 Baranov A. 352
 Baturina T.I. 17
 Bayer M. 631, 633, 637
 Belyakov V.A. 829
 Bessas D. 296
 Blömers Ch. 356
 Bobkov A.M. 19
 Bobkova I.V. 19
 Bochkarev M.N. 481
 Bogolubskii A.S. 485
 Bolotin K. 344
 Botha A.E. 21
 Burdik C. 38

C

Chang C.-R. 416
 Chkhalo N.I. 831
 Consejo C. 617
 Coupeau C. 603
 Crichton W. 296
 Cristiani G. 69

D

Deßmann N. 573
 Dill H. 253
 Dmitriev I.A. 521
 Dokoupil L. 38, 309
 Dokukin M.E. 309
 Drouet M. 603
 Dubinov A.A. 483
 Dusch Y. 404
 Dvoretzkii S.A. 483
 Dvoretzky S.A. 485

F

Fadeev M.A. 483
 Ferrari M. 495
 Filatov D.O. 311
 Fokin A.P. 491
 Fukunari M. 491
 Furuya T. 491

G

Ganichev S.D. 521
 Gavrilenko V.I. 483, 491
 Gebert S. 617
 Gianoncelli A. 835
 Giordan o S. 404
 Glyavin M.Yu. 491
 Gonzalez Izquierdo B. 833
 Gorbenko I.V. 477
 Gotoh K. 487
 Gudina S.V. 485

H

Hardtdegen H. 356
 Hatzopoulos Z. 651
 Hsu M.-C. 416
 Huang T.-W. 416
 Hübers H.-W. 489, 573

I

Iikawa F. 549
 Ivin M.N. 481

J

Jouault B. 617

K

Kachorovskii V.Yu. 477
 Kamiya R. 491
 Kando M. 833
 Kaverin B.S. 481
 Khaidukov Yu. 241
 Khitun A.G. 288
 Kim Yu. 659
 Kimura A. 193
 Kiriyama H. 833
 Klepikova A.S. 485
 Knap W. 477, 617
 Kocharovsky V.V. 479
 Kocharovsky V.I. 479
 Kolesnikov A.O. 833
 Komiyama T. 760
 Kopasov A.A. 11
 Kovalchuk S. 344
 Krevchik P.V. 311
 Krevchik V.D. 311
 Kudryashov M.A. 495
 Kukhtaruk S.M. 637
 Kulinova A.A. 481
 Kulikov K.V. 13
 Kulikov N.S. 483
 Kumar N. 831
 Kumar S. 193
 Kurokawa Y. 487
 Kusmartsev F.V. 756

Kusmartseva A. 756
 Kutlin A.G. 15

L

Li T.R. 311
 Lipsanen H. 659
 Liu Y. 756
 Lodygin A.N. 489
 Logvenov G. 69
 Luo Y. 756

M

Mali P. 105
 Malik A.K. 311
 Maremyanin K.V. 491
 Mashin A.I. 495
 Mathurin T. 404
 Mel'nikov A.S. 11
 Mikhailov N.N. 483, 485
 Mikheyenkov A.V. 151
 Mironov A.Yu. 17
 Molodtsova O.V. 416
 Morozov S.V. 483, 491

N

Nashaat M. 13
 Neely D. 833
 Neverov V.N. 485
 Nezhdanov A.V. 495
 Nguyen V.H. 487
 Nosach E.V. 833
 Novikov A.V. 487

O

Ogiura D. 760
 Ogura K. 833
 Okamoto R. 491
 Ono Y. 491
 Orlita M. 617
 Otsuji T. 760
 Otteneder M. 521

P

Panayotova S.A. 7
 Pavlov S.G. 489
 Pechoušek J. 38
 Pernod P. 300, 404
 Pikuz T.A. 833
 Piot B.A. 617
 Pirozhkov A.S. 833
 Plecenik A. 105
 Pogosov W.V. 9
 Pohl A. 489, 573
 Polkovnoikov V.N. 831
 Portsel L.M. 489
 Postolova S.V. 17

Potemski M. 617
Potorochin D.V. 416

R

Rabinovich D.S. 19
Radu I. 205
Ragozin E.N. 833
Rahmonov I.R. 21
Rautert J. 633
Reynolds C.B. 479
Riemann H. 573
Robinson J.W.A. 112
Rodrigo J.G. 17
Ruffenach S. 617
Rüffer R. 296
Rumyantsev V.V. 483, 491

S

Sagisaka A. 833
Sameh M. 13
Satou A. 760
Savvidis P.G. 651
Schaepers Th. 356
Schwier E.F. 193, 599
Seitbekova K.Zh. 247
Semenov I.M. 311
Semenov M.B. 311
Sengupta K. 13
Shaleev M.V. 487
Shatokhin A.N. 833
Shelushinina N.G. 485
Shkurinov A.P. 311
Shorokhov A.V. 311
Shukrinov Yu.M. 13, 21
Shuman V.B. 489
Shvets I.V. 416
Silaev M. 23
Silaev M.A. 19
Sirtori C. 483
Smertin R.M. 831
Sokolov I. 309
Spagnolo B. 768
Springholz G. 535
Suderow H. 17
Suwa K. 760

T

Tani M. 491
Tatematsu Y. 491
Tekic J. 105
Teppe F. 483, 617
Tiercelin N. 300, 404
Torres J. 617
Trufanov A.N. 481
Turutkin K.V. 485

U

Usami N. 487
Usanov D.A. 495
Utochkin V.V. 483

V

Valiulin V.E. 151
Vinokur V. 17
Vishnyakov E.A. 833
Vitoux H. 296
Volk Ch. 356
Volobuev V.V. 535

W

Walls B. 416
Wang Y.H. 311
Weiss T. 798
Winden A. 356
Wu H.-C. 416

Y

Yakovlev D.R. 637
Yakunin M.V. 485
Yaremkevich D.D. 637
Yurasov D.V. 487

Z

Zhang B. 756
Zhukov A.A. 9
Zhukov A.O. 495
Zhussupbekov K. 416
Zuev S.Y. 831

A

Абрамкин Д.С. 497, 499
Абрамов А.С. 313, 317
Абросимов А.С. 547
Абросимов Н.В. 565, 567, 573
Абросимова Н.Д. 315, 350
Аверьянов Д.В. 211
Акимов А.Н. 501, 595, 605
Акишева А.В. 153
Акмаев М.А. 615
Аксенов С.В. 25
Аладышкин А.Ю. 103, 392
Алексеев П.А. 352
Алексеев С.Г. 154
Алешкин В.Я. 503, 505, 515,
557, 617, 627, 663, 673,
685, 719, 760, 762, 764
Алиев З.С. 165, 193
Аликин Д.О. 313, 317
Альперович В.Л. 603
Алябина Н.А. 751
Аминев Д.Ф. 713
Андреев А.М. 545
Андреев А.Ю. 643
Андреев Б.А. 649, 685, 745
Андреев Н. 213
Андреев Н.В. 241
Андреев П.В. 336
Андрюшечкин Б.В. 319, 386
Аникин К.В. 807
Аникьева А.Э. 390

Анисимов М.А. 197
Анкудинов А.В. 321, 373, 414
Антипов А.В. 93, 116
Антонов А.В. 27, 503
Антонов В.А. 705
Антонов Д.А. 410
Антонов И.Н. 410, 587, 593
Антропов Н.А. 203
Антропов Н.О. 191, 292
Аплеснин С.С. 156
Арапов Ю.Г. 543
Аристов В.Ю. 416
Армбристер В.А. 739
Артамкин А.И. 535, 537, 595,
601
Артюков И.А. 835
Арутюнов Г.П. 835
Архипова Е.А. 507, 635, 689
Асеев А.Л. 727
Асрян Л.В. 741
Атепалихин А.А. 97
Афоненко А.А. 509, 679
Афоненко Ан.А. 509
Ахсахалия А.А. 837, 918
Ахундов И.О. 501, 605

Б

Бабанлы М.Б. 193
Багаев В.С. 511, 657, 681
Багаев Т.А. 735
Багаева О.О. 725
Баглов А.В. 513
Баева Э.М. 29, 30, 122, 126
Байдакова Н.А. 685, 819, 823
Байдусь Н.В. 515, 528, 679, 723,
794
Бакаров А.К. 499, 711
Баклашов Д.И. 794
Балаев Д.А. 257
Баландин Д.В. 255
Банников М.И. 32, 537, 601, 641
Барабан А.П. 390
Барабан И. 213
Бараш Ю.С. 140
Баркалова А.С. 191
Барышев В.Р. 517
Барышева М.М.
Бастракова М.В. 34, 36
Бедин С.А. 189
Бекин Н.А. 519
Белгибаев Т. 38
Белёвский П.А. 528
Белов А.И. 683
Белов Д.А. 535
Белых В.В. 615
Бельков В.В. 521
Беляев В. 213
Беляков В.А. 522
Бердников Ю.С. 731
Березин В.А. 412

- Бержанский В.Н. 376, 378
 Берт Н.А. 745
 Беспалов А.А. 40, 42
 Бетеров И.И. 727
 Бибилова В.В. 524
 Бизяев Д.А. 158, 199, 239, 281, 384, 388
 Блохин С.А. 619
 Бобров М.А. 835
 Бобров Ю.А. 323
 Бовкун Л.С. 617
 Богач А.В. 197
 Богачев С.А. 881
 Богачук Д.В. 893, 912
 Богданов С. 122
 Богданов А.А. 733, 747
 Богданов С.А. 507, 635
 Божко А.Д. 197
 Божко С.И. 103
 Болдин М.С. 551, 553
 Болгасева А. 122
 Бондаренко Л.В. 334, 366, 396
 Босак А. 296
 Боян В. 114
 Бричкин А.С. 790
 Будкин Г.В. 521, 526
 Буздин А.И. 112
 Бузынин Ю.Н. 723, 751
 Букреева И.Н. 835
 Букреева Т.В. 294
 Булатов М.Ф. 376
 Буравлев А.Д. 659
 Бухараев А.А. 158, 199, 239, 281, 360, 362, 364, 380, 384, 388
 Бушуев В.А. 845
 Бушуйкин П.А. 649, 685
 Быков Ан.В. 323
 Быков В.А. 323
 Бышевский-Конопко О.А. 163
- В**
 Вайнберг В.В. 528
 Вайнер Ю.А. 847, 855, 897
 Валеев В.Г. 796
 Варавин В.С. 758
 Васев А.В. 497
 Васильев А.Л. 259
 Васильев А.Н. 50, 118
 Васильев В.К. 27
 Васильев С.Г. 328
 Васильева Д.С. 328
 Вахрушев А.В. 114
 Вахтомин Ю.Б. 93, 116
 Вдовин В.Ф. 56, 120
 Вдовичева Н.К. 75, 394
 Вебер С.Л. 807
 Веденеев А.А. 330, 332
 Веденеев А.С. 259
 Ведь М.В. 161, 545, 635
- Вековшинин Ю.Е. 334
 Великанов Д.А. 257
 Вербин С.Ю. 631
 Вербус В.А. 819
 Верещагин М. 213
 Вилков Е.А. 163, 336
 Вилков И.В. 336
 Винклер Д. 56, 120
 Виноградов А.В. 835
 Винославский М.М. 528
 Вихарев А.Л. 507
 Вихрова О.В. 207, 273, 530, 533, 545, 587, 589, 623, 729
 Вишняков Е.А. 839, 849, 877
 Власенко В.А. 44, 79, 81
 Водолазов Д.Ю. 71, 83, 99, 128
 Волков В.А. 532, 577, 579, 721
 Волкова Н.С. 533
 Волочаев М.Н. 251
 Воробьев Л.Е. 526
 Воронцов В.А. 643
 Востоков Н.В. 394
 Ву Б.-Р. 695
 Вывенок О.Ф. 344, 390
 Вылегжанина М.Э. 400
 Высокий Ю.Е. 376
 Высоцкий С.Л. 165, 237, 290
- Г**
 Габдуллин П.Г. 253
 Гавриленко В.И. 611, 617, 627, 655, 762, 764, 788
 Гаврилин Д.Г. 294
 Гаврилкин С.Ю. 44
 Гаврилов С.С. 637
 Гаврилова П.Г. 756
 Гаврина П.С. 735
 Гайнутдинов Р.В. 340, 406
 Гайсин А.У. 851, 907
 Гайфуллин Р.Р. 46
 Галеева А.В. 535, 537, 601
 Галиев Г.Б. 607
 Галиев Р.Р. 607
 Галин М.А. 48, 75
 Гаранин А.Г. 350
 Гарахин С.А. 875, 895, 897, 909
 Гареев К.Г. 286
 Гасайниев З.Ш. 183
 Гатин А.К. 342, 348
 Гатри А. 52
 Герловин И.Я. 631
 Гимазов И.И. 50, 118
 Гинзбург Н.С. 517, 539
 Гиппиус Н.А. 561, 747, 770, 798
 Глаголев П.Ю. 853
 Гладилин А.А. 713
 Глазкова Д.А. 165
 Глушков В.В. 197
 Глявин М.Ю. 673
 Гога А.В. 699
- Гогина А.А. 169, 344
 Гогина О.А. 344
 Голиков О.Л. 774, 776
 Голоколенов И. 52
 Голубов А.А. 46
 Гольцман Г.Н. 30, 71, 122, 126, 753
 Голяшов В.А. 275, 499, 599, 605
 Гончаров Б.В. 58, 60
 Гончаров Л.А. 891
 Горай Л.И. 855
 Горбачев А.М. 507
 Гордеева А.В. 95, 107
 Горев Р.В. 171, 173, 249, 263, 397
 Горох Г.Г. 699
 Горшенков М. 213
 Горшков А.П. 533
 Горшков Д.В. 605
 Горшков О.Н. 410
 Горшкова А.Г. 563
 Горюнов Ю.В. 541
 Грановский А.Б. 259
 Грибков В.В. 857
 Григорьев Е.А. 390
 Григорьев П.Д. 54
 Григорьева Н.Н. 687
 Гринберг Я.С. 134, 142
 Гришин М.В. 340, 342, 348
 Грищенко Ю.В. 796
 Громова Е.С. 782
 Грузнев Г.В. 408
 Грузнев Д.В. 334, 366, 396
 Гудина С.В. 543
 Гунбина А.А. 56, 120, 144
 Гурович Б.А. 58, 60
 Гурылёв А.К. 286
 Гурьянов А.В. 371
 Гусев Г.А. 358
 Гусев Е.Э. 861
 Гусев Н.С. 173, 175, 177, 179, 183, 233, 251, 261, 271, 398, 563, 819
 Гусев С.А. 271, 336, 346, 378
 Гусева Ю.А. 619
 Гусейнов Д.В. 563, 565, 567
 Гутаковский А.К. 499
- Д**
 Давыдов А.Б. 796
 Данилов А.И. 657
 Данилов В.В. 782
 Данилов С.Н. 537, 601
 Данилов Ю.А. 161, 207, 215, 530, 545, 549, 587, 623
 Данилова А.А. 181
 Данильцев В.М. 555
 Дашков А.С. 855
 Дворецкий С.А. 521, 537, 601, 617, 627, 661, 663, 719, 758

- Двуреченский А.В. 591, 739
 Девятов Э.В. 140
 Дегтярев В.Е. 774, 776
 Деменев А.А. 637
 Дементьев П.А. 358, 367
 Дементьева М.М. 58, 60
 Демидов В.В. 241, 300
 Демидов Е.С. 183, 195, 547
 Демидова Н.Е. 547
 Демин В.А. 235, 259, 354
 Демин Г.Д. 185
 Демина П.Б. 161, 549, 551, 587, 623
 Деминов Р.Г. 46
 Демишев С.В. 187, 197
 Денисов Г.Г. 673, 751
 Денисов Н.В. 366, 396
 Денисов С.А. 585, 723, 749
 Дерябин А.С. 569
 Дзедолик И.В. 378
 Ди Санто Г. 169
 Дивочий А.В. 116
 Диденко А.Л. 400
 Дижур С.Е. 154
 Дикарева Н.В. 545, 589, 729
 Дмитриев П.Н. 97
 Добровольский О.В. 71
 Долуденко И.М. 189, 199, 294, 388
 Домантовский А.Г. 58, 60
 Дорохин М.В. 161, 201, 221, 549, 551, 587, 623
 Дошликова Н.В. 340, 348
 Драгунов Д.О. 835
 Дровосеков А.Б. 191, 292
 Дроздов М.Н. 315, 330, 350, 507, 545, 587, 685, 689, 817, 823, 859
 Дроздов Ю.Н. 555
 Дубинов А.А. 503, 505, 515, 557, 589, 673
 Дубков А.А. 768
 Дубровский А.А. 257
 Дудин В.С. 595
 Дудин Ю.А. 207, 382
 Дудко Г.М. 165, 288
 Дулебо А.И. 615
 Дунаевский М.С. 352
 Дурнев М.В. 559
 Дыбов В.А. 313, 317
 Дьяков С.А. 561, 697, 747
 Дюжев Н.А. 185
 Дюков Д.И. 691
- Е**
 Европейцев Е.А. 813
 Евсиков И.Д. 354
 Егорова Е.Д. 517, 539
 Ежевский А.А. 563, 565, 567
 Езубченко И.С. 796
- Елисеев И.А. 813
 Елькина А.И. 27, 128
 Ельцов К.Н. 332, 386
 Емельянов А.В. 235, 259
 Емельянов Е.А. 497, 499
 Ермаков А.Б. 87
 Ермаков О.Е. 747
 Ермолаева О.Л. 173, 175, 231, 261, 398
 Ерофеева И.В. 551, 553
 Ерхова Н.Ф. 849, 881
 Ершов А.В. 679, 745
 Есин В.Д. 140
 Есин М.Ю. 497, 499, 569
 Естюнин Д.А. 165, 193, 229, 283, 599
 Ефимов А.Д. 195, 547
- Ж**
 Жданов Е.Ю. 711
 Живая Я.А. 245
 Жигалина О.М. 199
 Жидяев К.С. 794
 Жолудев М.С. 571, 639
 Жук Н.А. 893
 Жукавин Р.Х. 573, 609, 799
 Жуков А.А. 356
 Жуков А.Е. 619, 655
 Журкин В.С. 197
- З**
 Забавичев И.Ю. 524, 575
 Заболотных А.А. 532, 577, 579, 581, 721
 Забродин И.Г. 865, 891
 Заверткин П.С. 849, 867
 Загороднев И.В. 581, 721
 Загорский Д.Л. 189, 199, 294, 388
 Зайнагутдинов А.Р. 583
 Зайцев А.А. 607
 Зайцев А.В. 585, 751
 Заморянская М.В. 358, 367
 Занавескин М.Л. 796
 Заславский В.Ю. 517, 539
 Зброжек В.О. 107
 Звонков Б.Н. 530, 543, 545, 587, 589, 729
 Здоровейшев А.В. 161, 201, 207, 221, 265, 273, 551, 553, 587, 635, 729
 Зеленовский П.С. 328
 Зиганшин М.А. 360, 362, 364, 380
 Зиганшина С.А. 360, 362, 364, 380
 Зиновьев В.А. 591, 739
 Зиновьева А.Ф. 591
 Злотников А.О. 25
- Зорина М.В. 847, 865, 869, 871, 873, 918
 Зотов А.В. 334, 366, 396, 408
 Зубков В.И. 743
 Зубков С.Ю. 215, 382, 593
 Зубкова Е.И. 348
 Зубов Ф.И. 619
 Зудин Д.Ю. 315, 350
 Зуев С.Ю. 839, 841, 914
 Зыбцев С.Г. 701
- И**
 Иванов А.А. 62, 130
 Иванов А.В. 725
 Иванов С.В. 661
 Иванова Е.В. 358, 367
 Ивлюшкин Д.В. 849, 867
 Изюров В.В. 203
 Иконников А.В. 535, 595, 617, 758
 Икусов Д.Г. 663
 Ильин А.И. 62, 369
 Ильин О.И. 371
 Ильина М.В. 371
 Илькив И.В. 855
 Ильюшина Н.Д. 330
 Иорш И.В. 733
 Иоселевич А.С. 597
 Иоселевич П.А. 64
 Исмагилов Р.Р. 375
 Истомин Л.А. 533
 Ишибаши Т. 156
 Ищенко Д.В. 501, 605
- К**
 Кабаев К.С. 780
 Кабальнов Ю.А. 809
 Кавеев А.К. 599
 Каверин Б.С. 336
 Кавокин А.В. 651
 Кавокин К.В. 631, 633
 Кадыков А.М. 617
 Казаков А.С. 535, 537, 601
 Казанцев Д.М. 603
 Калабухов А.С. 56, 120
 Калашникова А.М. 205, 211
 Калевич В.К. 651
 Калентьева И.Л. 207, 265
 Калинин Ю.Е. 259
 Калинин М.А. 649
 Калинушкин В.П. 713
 Калюжный Н.А. 619
 Каневский В.М. 199
 Каравайников А.В. 378
 Каратеев И.А. 211
 Караштин Е.А. 175, 209
 Кардакова А.И. 29, 30, 122, 126
 Карзанов В.В. 547
 Карцовник М.В. 54
 Касатиков С.А. 851

- Кассин Г.Л. 768
 Каськов И.А. 865, 891
 Каурова Н.С. 753
 Кафанов С.Г. 52
 Кац В.Н. 211, 279
 Кашевич И.Ф. 338
 Квашенников Д.С. 875, 897
 Квеглис Л.И. 221
 Кетков С.Ю. 336
 Ким Ч.С. 34
 Кинев Н.В. 65
 Кириллов В.Л. 257
 Кириллова С.А. 286
 Кириченко А.С. 839
 Кислинский Ю.В. 69
 Клёнов Н.В. 36
 Климов А.А. 300
 Климов А.Э. 501, 595, 605
 Климов Е.А. 607
 Климовских И.И. 165, 169, 193, 229, 283
 Клочков А.Н. 607
 Клушин А.М. 48, 128
 Кобяков А.В. 245
 Ковалевский К.А. 573, 609
 Ковальский В.А. 201, 545
 Кожевников А.В. 165, 237, 288, 290
 Козабаранов Р.В. 217
 Козлов В.А. 524, 575, 709, 715
 Козлов Д.А. 521
 Козлов Д.В. 571, 611, 758
 Колесников А.О. 877
 Колесников Н.Н. 140
 Колесникова В. 213
 Колмычек И.А. 233
 Коломийцев А.С. 376
 Комаров Д.А. 58, 60
 Комиссаренко Ф.Э. 733
 Комков О.С. 497
 Конаков А.А. 665, 683
 Конашук А.С. 851
 Конев В.В. 67
 Конотоп В.В. 845
 Константилян К.И. 69, 300
 Коняев В.П. 657
 Копылов Д.А. 233
 Корель И.И. 707
 Корнеев А.А. 71
 Корнеева Ю.П. 71
 Королев Д.С. 683
 Королев С.А. 689, 699
 Королева А.В. 283
 Коротаяев Е.В. 867
 Коротков А.В. 691
 Коротков С.Ю. 879
 Коршунов М.М. 73
 Корюкин И.В. 667
 Коряжина М.Н. 768
 Корякин А.А. 613
 Костеров А.А. 286
 Костюченко А.В. 313, 317
 Котляр В.Г. 408
 Котляр К.П. 613, 715
 Котов В.В. 323
 Кочаровская Е.Р. 539, 667
 Кочаровский В.В. 667
 Кочаровский Вл.В. 667
 Кочиев М.В. 615
 Кочугова Е.С. 693
 Кошелец В.П. 65, 97
 Кравец В.А. 358
 Кравцов Е.А. 191, 227, 292
 Краев В.А. 635
 Краев С.А. 507, 555, 689
 Красиков А.А. 257
 Красилин А.А. 373
 Красильник З.Ф. 649, 685, 747, 821, 823
 Красильникова Л.В. 649
 Краснобородько С.Ю. 376
 Краснов В.М. 48
 Крейнс Н.М. 191, 292
 Кривобок В.С. 511, 681, 713
 Кривулин Н.О. 693
 Кричевский В.В. 657
 Криштоп В.Г. 707
 Криштопенко С.С. 617
 Круглов А.В. 515
 Крыжановская Н.В. 619, 717
 Крылов Б.В. 414
 Крюков А.В. 794
 Крюков Р.Н. 201, 215, 382, 587, 593
 Кудасов Ю.Б. 217
 Кудрин А.В. 161, 207, 221, 273, 545, 585, 623, 625, 751
 Кудрявцев К.Е. 627, 649, 729
 Кудряшов М.А. 677
 Кудряшова Ю.П. 522
 Кузин С.В. 839, 849, 881
 Кузнецов А.С. 743
 Кузнецов И.И. 865, 869
 Кузнецов М.А. 219
 Кузнецов П.А. 629
 Кузнецов Ю.М. 201, 207, 221, 551, 553, 623
 Кузнецова И.А. 629
 Кузнецова М.С. 631, 633
 Кузнецова Т.А. 400
 Кузьмин Л.С. 95, 107, 132
 Кузьмин М.Ю. 585
 Кузякин Я.Д. 745
 Кукушкин В.А. 635
 Кукушкин С.А. 613, 715
 Кулагина А.С. 782
 Кулагина М.М. 619
 Кулаков Д.А. 780
 Кулаковский В.Д. 637, 653
 Кулик Л.В. 645, 647
 Куликов Н.С. 571, 611, 639
 Кунцевич А.Ю. 32, 615, 641
 Куприянов М.Ю. 46
 Курин В.В. 75
 Курицын Д.В. 673
 Курносос В.Д. 725
 Курносос К.В. 725
 Курнякко Ю.В. 657
 Кутин А.А. 400
 Кутузов Л.В. 58, 60
 Кучинская П.А. 739
 Кушнир В.Н. 46
- Л**
- Лаврухина Е.А. 780
 Ладугин М.А. 643, 657, 725, 735
 Лазарева К.А. 233
 Ланцев Е.А. 551, 553
 Лапицкая В.А. 400
 Ларионов А.В. 645, 647
 Латышев А.В. 727
 Лашкова А.К. 338
 Лебедев В.А. 373
 Лебле С. 213
 Лев Л.Л. 796
 Левичев М.Ю. 128
 Левичев С.Б. 533
 Леесмент С.И. 323
 Лейман В.Г. 671
 Лемзяков С.А. 56, 120
 Лесников В.П. 161, 201, 221, 530, 545, 623, 625
 Леушин А.Н. 705
 Литвин А.П. 782
 Лобаев М.А. 507, 635
 Лобанов Д.Н. 649
 Лобинцов А.В. 657, 725
 Логинов А.Б. 375, 412
 Логинов Б.А. 375, 412
 Логунов М.В. 181, 404
 Лозовик Ю.Е. 138
 Лопатин А.Я. 841, 859, 885, 909, 924
 Лошкарёв Д.И. 497, 499
 Лузанов В.А. 154
 Лукашкин В.А. 743
 Лукичев В.Ф. 705
 Лукошкин В.А. 651
 Лучин В.И. 841, 859, 885
 Лядов Н.М. 118
 Ляпилин И.И. 223
 Ляшко С.Д. 378
- М**
- Мазаник А. 77
 Мазов Л.С. 225
 Майборода И.О. 796
 Майдыковский А.И. 233
 Макарова И.П. 406

- Макарова М.А. 203
 Макарова М.В. 191, 227, 292
 Макарова Т. 229
 Макарецв И.В. 522
 Максимов А.А. 653
 Максимов М.В. 619
 Малиева Е.М. 60
 Маликов И.В. 412
 Малкин А.М. 517, 539
 Малышев И.В. 887, 897, 901, 903, 922, 924
 Мальцев Е.И. 79, 81
 Мамонов Е.А. 233
 Манова Н.Н. 71
 Мансфельд М.А. 56, 120
 Манцызов Б.И. 845
 Мараров В.В. 366
 Маремьянин К.В. 617, 655, 673
 Маринеро Э. 122
 Маркелов А.С. 857
 Мармалюк А.А. 643, 657, 725, 735
 Мартовицкий В.П. 32
 Мартышов М.Н. 259
 Мартьянов О.Н. 257
 Марычев М.О. 683
 Марычев П.М. 83
 Мастеров Д.В. 27, 85, 107
 Масюгин А.Н. 156
 Матаев М.М. 247
 Матвеева Е.А. 565, 567
 Матецкий А.В. 366, 396
 Матюшенко Е.В. 605
 Махашабде С. 120
 Махиборода М.А. 861, 863, 879
 Махов И.С. 526
 Машин А.И. 677
 Мельников А.С. 101, 760
 Меренков А.В. 87
 Мизеров А.М. 659
 Милин В.Е. 625
 Мингалева А.Е. 893, 910, 912
 Минеев М.Н. 350
 Миннеханов А.А. 259
 Минтаиров С.А. 619
 Миньков Г.М. 661
 Миргородская Е.Н. 265
 Миронов В.Л. 171, 173, 195, 231, 261, 263, 397, 398
 Митрофанов А.В. 889
 Митько С.В. 354
 Михайленко М.С. 865, 869, 871, 891, 922
 Михайлов А.Н. 27, 683
 Михайлов М.Ю. 71
 Михайлов Н.Н. 521, 537, 601, 617, 627, 661, 663, 719, 758
 Михайлова А.М. 665
 Михайлова Т.В. 376, 378
 Михалюк А.Н. 334, 366, 396, 408
 Мишин А.В. 667
 Моисеев Э.И. 619
 Молодцов С. 910
 Монсо П. 772
 Моргун Л.А. 796
 Морозов А.И. 89
 Морозов М.Ю. 669, 671
 Морозов П.В. 93, 116
 Морозов С.В. 27, 503, 571, 611, 627, 639, 655, 673, 760, 762, 764, 788, 811
 Морозова А.С. 364, 380
 Морозова Е.А. 675
 Морозова Е.Е. 819, 823
 Москвин А.С. 67, 91
 Мошкова М.А. 93, 116
 Мурзина Т.В. 233
 Муртазин Р.И. 683
 Муслимов А.Э. 388
 Мустафин И.А. 756
 Мухаматчин К.Р. 284, 683
 Мяконьких А.В. 705
- Н**
 Нагирная Д.В. 56, 120, 144
 Насеткин К.А. 575
 Неведомский В.Н. 745
 Неверов В.Н. 543
 Недвига А.С. 378
 Нежданов А.В. 530, 547, 585, 587, 677, 745, 819
 Неизвестный И.Г. 501, 605, 727
 Некипелов С.В. 893, 910
 Некоркин С.М. 515, 589, 679, 729
 Ненашев А.В. 591, 739
 Нефёдов С.Г. 211
 Нечай А.Н. 871, 887, 901, 903, 905
 Никируй К.Э. 235, 259
 Никитин М.В. 701
 Никитов С.А. 163, 177, 181, 273, 300, 404
 Никифоров А.И. 569
 Николаев С.Н. 259, 511, 681, 713
 Николаева А.В. 294
 Николенько А.Д. 849, 867
 Николитчев Д.Е. 215, 382, 593
 Никольская А.А. 683
 Никулин Ю.В. 237, 290
 Новиков А.В. 515, 561, 563, 591, 649, 685, 697, 739, 747
 Новиков А.С. 768
 Новицкий Н.Н. 165, 267
 Ноздрин Ю.Н. 128
 Носов А.П. 203
- Нунупаров М.С. 815
 Нураева А.С. 328
 Нургазизов Н.И. 158, 239, 281, 384
- О**
 Оболенская Е.С. 691
 Оболенский С.В. 315, 350, 524, 575, 687, 691, 709, 715, 809
 Образцов А.Н. 375
 Обьедков А.М. 336
 Овсянников Г.А. 69, 241, 300
 Овчинников О. 753
 Озерин С.А. 340, 348
 Окомельков А.В. 128
 Окулич В.И. 751
 Окулич Е.В. 768
 Ольшанский Е.Д. 58, 60
 Олянич Д.А. 366
 Омельянчик А. 213
 Онищенко Е.Е. 681, 713
 Орехова К.Н. 358
 Орешкин Г.И. 853
 Орлов А.П. 154, 701
 Орлова А.Н. 643
 Островский П.М. 64
 Отроков М.М. 165, 193
 Охупкин А.И. 555, 635, 689
- П**
 Павельев Д.Г. 691
 Павлов А.В. 253
 Павлов В.В. 211, 243, 279
 Павлов Д.А. 623, 625, 643, 683, 693, 749
 Павлов Е.С. 237
 Павлов С.А. 27, 85, 107
 Павлов С.Г. 573
 Павлова Т.В. 386
 Падалица А.А. 643, 657, 725
 Панина Л. 213
 Панкин П.С. 695
 Панкратов А.Л. 95, 107, 132
 Панов Д.В. 189, 388
 Панов Ю.Д. 67, 91, 277, 298
 Парамонов М.Е. 97
 Парафин А.Е. 27, 85, 107
 Парфёнов О.Е. 211
 Паршин В.В. 673
 Патрин Г.С. 245, 247
 Пашенькин И.Ю. 128, 183, 219, 233, 249, 251
 Пашин Д.С. 34
 Пашкин Ю.А. 52
 Пащин Н.С. 501
 Пеннийнен В.А. 414
 Перваков К.С. 44, 79, 81
 Перекалов А.А. 901, 903
 Перепелица А.С. 753
 Перескоков В.С. 378

- Перетокин А.В. 697
 Пермяков Д.В. 733
 Перов А.А. 675
 Перов Н. 213
 Перунов И.В. 189
 Перцов А.А. 849
 Пестов А.Е. 841, 865, 869, 871, 873, 875, 885, 887, 891, 909, 922, 924
 Петача Л. 169
 Петржик А.М. 69
 Петржик Е.А. 338
 Петров В.Н. 253
 Петров М.Ю. 631
 Петров Ю.В. 261, 271, 344, 390
 Петрова О.В. 893, 910, 612
 Петрушков М.О. 497, 499
 Петрякова Е.В. 522
 Петухова О.Е. 130
 Пещеренко Н.С. 597
 Пилипчук А.С. 528
 Пирогов Е.В. 855
 Писарев Р.В. 205
 Пихтин Н.А. 657, 735, 737, 741
 Планкина С.М. 530, 587
 Пластовец В.Д. 99, 101
 Плешков Р.С. 851, 887, 895, 909
 Плиговка А.Н. 699
 Погосов А.Г. 711
 Погосов В.В. 138
 Подгорных С.М. 543
 Подзорова С.А. 414
 Подоскин А.А. 657, 735
 Покровский В.Я. 701
 Ползикова Н.И. 154
 Полищук О.В. 703
 Полковников В.Н. 839, 843, 875, 881, 887, 895, 897, 907, 914, 916
 Полковников М.Н. 924
 Половинкин А.В. 255
 Полушкин Н.И. 219
 Поляков В.В. 323
 Пономарев Д.С. 764
 Попков С.И. 257
 Попов А.А. 551, 553
 Попов А.В. 889
 Попов В.В. 669, 671, 703
 Попов В.Г. 707
 Попов В.П. 705
 Попова А.В. 294
 Порошин В.Н. 528
 Потехин А.А. 524, 709
 Похабов Д.А. 711
 Преображенский В.В. 497, 499
 Пресняков М.Ю. 259
 Приходько К.Е. 58, 60
 Проглядо В.В. 191, 227, 292
 Прокопович Д.В. 889
 Просников М.А. 205
- Протогенов А.П. 825
 Пручкина А.А. 713
 Пугач Н.Г. 146
 Пугачев М.В. 615
 Пузанов А.С. 524, 575, 687, 709, 715
 Пунегов В.И. 899
 Путилов А.В. 103, 392
 Путято М.А. 497, 499
 Пушкарев С.С. 607
- Р**
 Рагозин Е.Н. 877
 Радищев Д.Б. 635
 Раевский А.О. 154
 Разова А.А. 611
 Ракуть И.В. 107
 Рамазашвили Р. 54
 Рассадин А.Э. 412
 Рахлин М.В. 813
 Рахронов И.Р. 77, 105
 Рева А.С. 881
 Ревин А.А. 665
 Ревин Л.С. 95, 107
 Ревин М.В. 522
 Редди Х. 122
 Резник А.Н. 394
 Резник Р.Р. 613, 655, 717, 782, 788, 811
 Ремесник В.Г. 663, 719
 Реунов Д.Г. 515
 Рогов В.В. 251
 Родионов Д.А. 581, 721
 Родионова В. 213
 Родякина Е.Е. 739
 Романцевич В.И. 725
 Рудаков К.И. 65
 Руденко К.В. 705
 Рульков А.С. 675
 Румянцев В.В. 503, 611, 627, 639, 673, 758, 760
 Русецкий М.С. 275
 Рут О.Э. 661
 Рыбальченко Г.В. 32
 Рыбин Г.А. 294
 Рыбкин А.Г. 169
 Рыжий В.И. 671
 Рыков А.В. 723
 Рыльков В.В. 235, 259
 Рябова Л.И. 535, 537, 595, 601
 Рябова М.А. 410
 Рябоштан Ю.Л. 643, 725
 Рябцев И.И. 727
 Рябчун С.А. 753
- С**
 Савва Ю.Б. 114
 Савельев А.П. 543
 Савельев В.В. 778
 Савенко О.В. 629
- Савескул Н.А. 122
 Савин К.А. 681
 Савинов Д.А. 27
 Савицкий А.О. 191, 292
 Садаков А.В. 79
 Садовников А.В. 177, 273
 Садреев А.Ф. 695
 Салашенко Н.Н. 837, 839, 841, 843, 859, 865, 875, 881, 885, 889, 901, 903, 905, 914, 918, 924
 Самарцев И.В. 589, 679, 729
 Саматов М.Р. 109
 Самохвалов А.В. 101, 112
 Самсонова А. 30
 Самусев А.К. 733
 Сапожников М.В. 171, 177, 179, 219, 249, 251, 261, 398
 Сапожников С.М. 657, 725
 Саранин А.А. 334, 366, 396, 408
 Сарвадий С.Ю. 340, 342, 348
 Сатанин А.М. 34, 36, 138
 Сафин А.Р. 163
 Сафиуллина А.С. 362
 Сафонов С.С. 181, 404
 Саха С. 122
 Сахаров В.К. 165, 237, 288, 290
 Сахоненков С.С. 851, 907
 Светличный В.М. 400
 Светогоров В.Н. 725
 Светодух С.С. 753
 Свечников М.В. 839, 843, 847, 855, 875, 895, 897, 909
 Свинцов Д.А. 766
 Седов Е.С. 651
 Селезнев А.Ф. 667
 Селезнев М.Е. 237, 290
 Селезнева Е.В. 406
 Селиванов Ю.Г. 32, 641
 Семенов А.В. 30, 122
 Семенов Н.М. 336
 Семенов С.В. 257
 Семина М.А. 813
 Семук Е.Ю. 378
 Семягин Б.Р. 499
 Сергеев А.С. 539
 Сергеев И. 296
 Сергеев С.М. 697, 747
 Сибирев В.Н. 731
 Сибирев Н.В. 731
 Сивков В.Н. 893, 910, 912
 Сивков Д.В. 893, 910, 912
 Сидоренко А.С. 114
 Сидоров Г.Ю. 605
 Сидорова Н.В. 522
 Симаков В.А. 657, 735
 Синев И.С. 733
 Синченко А.А. 772
 Ситников А.В. 235, 259
 Скандяков Р.Н. 893, 912

- Скороходов Е.В. 85, 173, 175, 195, 263, 378, 397, 398, 649, 697, 699, 819, 821
 Скурлов И.Д. 782
 Слипенченко С.О. 657, 735, 737, 741
 Случанко Н.Е. 197
 Смагина Ж.В. 591, 739
 Смертин Р.М. 897, 907, 909, 914, 916, 924
 Смирнов В.А. 371
 Смирнов Д.С. 633
 Смирнов К.В. 93, 116
 Смирнов М. 753
 Смирнова А.К. 330
 Соболев М.С. 855
 Соболева О.С. 735, 737
 Соболевский О.А. 32
 Соколов П.С. 631
 Соколова З.Н. 741
 Соловьев В.А. 661
 Соломникова А.В. 743
 Сорокин С.В. 813
 Срессели О.М. 745
 Станкевич К.Л. 241, 300
 Степанец-Хуссейн Э. 645, 647
 Степанов А.Н. 635
 Степанов П.А. 185
 Степихова М.В. 561, 697, 739, 747, 821
 Степушкин М.В. 265
 Стогний А.И. 156, 165, 267
 Столяров В.Л. 58, 60
 Сторчак В.Г. 211
 Строков В.Н. 253
 Сумец М.П. 313, 317
 Супрун С.П. 501, 605
 Суражевский И.А. 235
 Суханова Т.Е. 400
 Сухоруков А.В. 563, 565, 567
 Сухоруков Ю.П. 203
 Сушков А.А. 693, 749
 Сыроквашин М.М. 867
 Сычев С.М. 585, 751
- Т**
 Табаков О.В. 768
 Тагиров Л.Р. 46
 Таланов Ю.И. 50, 118
 Талденков А.Н. 211
 Тарасенко С.А. 521
 Тарасов А.С. 605
 Тарасов М.А. 56, 120, 144
 Тарасова Е.А. 687
 Тарелкин С.А. 707
 Тарков М.С. 705
 Тартаковский И.И. 653
 Татарский Д.А. 251, 269, 271, 336
 Тележников А.В. 583
- Темирязев А.Г. 207, 261, 273, 402, 404
 Темирязева М.П. 207, 265, 273, 404, 587
 Терещенко О.Е. 165, 275, 501, 595, 599, 605
 Тетельбаум Д.И. 27, 683
 Тимонина А.В. 140
 Тимофеев В.А. 569
 Тимофеев И.В. 695
 Тимошнев С.Н. 659
 Тимошук К.И. 414
 Титова А.М. 751
 Титова Н.А. 29, 30, 122, 126
 Тиходеев С.Г. 561, 653
 Тихоненко Ф.В. 705
 Товарнов Д.А. 861
 Тогушова Ю.Н. 73
 Токарев В.А. 794
 Токмачев А.М. 211
 Токунов Ю.М. 918
 Толстихина А.Л. 406
 Томинов Р.В. 371
 Торопов А.А. 813
 Торопов М.Н. 837, 887, 918, 924
 Третьяков Д.Б. 727
 Третьяков И.В. 753
 Тригуб А.Л. 916
 Трофимов А.Н. 358, 369
 Трофимов О.В. 62
 Труфанов А.Н. 533
 Труханов А.В. 267
 Трухин В.Н. 756
 Трушин В.Н. 551, 553, 585, 751
 Тузиков А.М. 255
 Тупчая А.Ю. 334, 366, 396
 Турпанов И.А. 245
 Турыгин А.П. 313, 317
- У**
 Уаман Светикова Т.А. 758
 Убийвовк Е.В. 659
 Убийвовк Е.Д. 613
 Удалов О.Г. 173, 177, 179, 261
 Ужаков И.Н. 663
 Уласевич Б.А. 837
 Улитко В.А. 67, 277, 298
 Усанов Д.А. 677
 Усачев П.А. 211, 279
 Усеинов Н.Х. 281
 Ускова Е.А. 551, 553
 Усов Ю.В. 625, 643
 Уставщиков С.С. 27, 128
 Устинов А.Б. 253
 Устинов А.В. 87
 Устинов В.В. 227, 292
 Утас О.А. 408
 Утас Т.В. 366, 408
 Уткин Д.Е. 807
- Уточкин В.В. 611, 639, 760, 762
 Ушаков Д.В. 509, 679
- Ф**
 Фадеев М.А. 627, 760, 762
 Фатеев Д.В. 669, 671, 703, 766
 Федоренко А.Д. 867
 Федоров А.С. 181
 Федотов А.Ю. 114
 Фефелов А.Г. 522, 691
 Фефелова Е.Л. 522
 Фещенко Р.М. 835
 Филатов Д.О. 410, 585, 751
 Филатов Е.В. 653
 Филатова Е.О. 851, 907, 920
 Филимонов Ю.А. 165, 237, 288, 290
 Филиппенко Л.В. 65, 97
 Филиппов Н.А. 879
 Филлипсон Г.Ю. 156
 Фильнов С.О. 193, 229, 283
 Фирсов Д.А. 526
 Фирсов Д.Д. 497
 Фокин А.П. 673
 Фомин Л.А. 163, 412
 Фоминов Я.В. 64
 Фоминский М.Ю. 97
 Форш П.А. 259
 Фрадкин И.М. 770
 Фраерман А.А. 219, 251, 284
 Фролов А.В. 701, 772
 Фролов К.В. 189
- Х**
 Хабибуллин Р.А. 655, 764, 788
 Хазанова С.В. 687, 774, 776, 778
 Хайбуллин Р.И. 199
 Хайдуков Ю.А. 227
 Халисов М.М. 414
 Ханипов Т.Ф. 384
 Харитонов В.А. 340, 348
 Харитонский П.В. 286
 Хивинцев Ю.В. 165, 237, 288, 290
 Хмеленин Д.Н. 199
 Ходос И.И. 201
 Холин Д.И. 191, 292
 Холкин А.Л. 328
 Хомицкий Д.В. 780
 Хорошилов В.С. 603
 Хорошко Л.С. 513
 Хохлов Д.Р. 535, 537, 595, 601
 Храпай В.С. 29, 30, 122
 Храпова Е.К. 373
 Хребтов А.И. 782
- Ц**
 Цветков Д.М. 845
 Цепелин В. 52

Цыбин Н.Н. 841, 847, 859, 875
 Цыпленков В.В. 573, 784, 786
 Цырлин Г.Э. 613, 655, 717, 782,
 788, 811

Ч

Чайка А.Н. 416
 Чалков В.Ю. 585, 749, 751
 Чареев Д.А. 50, 118
 Чарикова Т.Б. 130
 Чезганов Д.С. 313
 Чекушкин А.М. 56, 120, 144
 Чен К.-П. 695
 Ченцов С.И. 713
 Червинский В.И. 849
 Черкасов Д.А. 199, 294, 388
 Черненко А.В. 792
 Чернов М. 661
 Черноглазов К.Ю. 259
 Чернозатонский Л.А. 792
 Чернопицкий М.А. 511, 681,
 713
 Черных А.В. 412
 Черных И.А. 796
 Чернышев А.К. 865, 871, 891,
 922
 Чигарев С.Г. 163
 Чигинев А.В. 132
 Чигинева А.Б. 794
 Чижевский Е.Г. 641
 Чижик С.А. 400
 Чиков А.А. 67
 Чирков В.В. 384
 Чичков В.И. 87
 Чопорова Ю.Ю. 609
 Чувиллин А.Л. 271
 Чуев М.А. 189
 Чуйкин О.А. 134
 Чукланов А.П. 158, 239, 281,
 384
 Чулков Е.В. 165, 193, 229, 283
 Чумаков А.И. 296
 Чумаков Н.К. 796
 Чунин И.И. 635
 Чупрунов Е.В. 857
 Чуриков Д.В. 376
 Чурин С.А. 136

Чхало Н.И. 837, 839, 841, 843,
 847, 851, 855, 859, 865,
 869, 871, 875, 881, 885,
 887, 891, 895, 897, 909,
 914, 916, 918, 922, 924

Ш

Шадрин А.В. 69, 298
 Шайхулов Т.А. 241, 300
 Шалаев В.М. 122
 Шалеев М.В. 697, 821
 Шамирзаев Т.С. 633
 Шапиро Д.С. 138
 Шапошников А.Н. 376, 378
 Шаратов А.А. 798
 Шарков В.В. 768
 Шаров Т.В. 344
 Шастин В.Н. 573, 609, 665, 784,
 786, 799
 Шатохин А.Н. 877
 Шашкин В.И. 394, 507, 689, 817
 Швец В.А. 663
 Швецов Б.С. 805
 Швецов О.О. 140
 Швыдько Ю. 296
 Шевлюга В.М. 386
 Шелаев А.В. 378
 Шелухин Л.А. 205, 211
 Шелушнина Н.Г. 130, 543
 Шенгуров В.Г. 585, 723, 749,
 751
 Шенгуров Д.В. 819
 Шерешевский И.А. 75
 Шерстобитов А.А. 661
 Шерстякова В.Н. 501
 Шестаков В.А. 73
 Шикин А.М. 165, 169, 193, 229,
 283
 Шитов С.В. 87
 Шицевалов Н.Ю. 197
 Шиян Я.Г. 247
 Шкляев А.А. 711
 Шоболова Т.А. 809
 Штром И.В. 811
 Штыгашев А.А. 134, 142
 Шуб Б.Р. 340, 348
 Шубина К.Ю. 659

Шубина Т.В. 813
 Шугаров А.С. 849
 Шукринов Ю.М. 38, 77, 105
 Шуплецов А.В. 815
 Шур В.Я. 313, 317, 328, 418
 Шураков А.С. 753
 Шустин М.С. 25
 Шут В.Н. 338

Щ

Щаврук Н.В. 655
 Щёлоков А.Н. 304
 Щербаков А.В. 637

Э

Эдельман В.С. 56, 120
 Энтин В.М. 727
 Эпов В.С. 605
 Эрлих Г. 910

Ю

Южаков В.В. 328
 Юнин П.А. 27, 128, 545, 649,
 685, 689, 699, 817, 823,
 855, 916
 Юрасов Д.В. 515, 563, 685, 747,
 819, 823
 Юрканов Д.В. 191, 292
 Юсипова Ю.А. 302, 304
 Юсупов Р.А. 56, 120, 144
 Юшков В.И. 245

Я

Яблоков А.А. 95
 Яблонский А.Н. 561, 649, 685,
 739, 745, 747, 819, 821, 823
 Яговцев В.О. 146
 Яковлев А.А. 334
 Яковлев Д.Р. 631, 633
 Якунин М.В. 543
 Якунин С.Н. 916
 Якшина Е.А. 727
 Янг Ж.-Х. 695
 Яриков С.А. 247
 Яроцкая И.В. 643
 Ясинская Д.Н. 277
 Яснов Д.И. 825

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XXIV Международного симпозиума

Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г.

Том 1: секции 1, 2, 4

Издается в авторской редакции

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 4179482 +262, (831) 4179476+520, факс: (831) 4179464
e-mail: symp@nanosymp.ru, Internet: <http://nanosymp.ru/>

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times».
Усл. печ. л. 56. Заказ № 76. Тираж 150 экз.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
Тел. (831) 465-78-25

Подготовка оригинал-макета к печати: *М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина*

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433-83-25