

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

**Труды XII Международного
симпозиума**

12–15 марта 2018 г., Нижний Новгород

Том 2

Секция 3

Нижний Новгород
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского
2018

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33
Н-25

Нанозифика и нанозлектроника. Труды XXII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г.) В 2 т. Том 2. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2018. — 389 с.
ISBN 978-5-91326-446-6

Организаторы

Федеральное агентство научных организаций РФ
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
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

А.В. Новиков, к.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

В.В. Бельков, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ, Москва
В.А. Быков, д.т.н.	ЗАО «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, чл.-корр. РАН	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. Салащенко, 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
Д.М. Гапонова, к.ф.м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.А. Девятайкина, ИФМ РАН, Н. Новгород
М.В. Зорина, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.В. Иконников, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
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
Д.А. Татарский, ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-446-6

ББК 22.37; 22.33

© Нижегородский госуниверситет
им. Н.И. Лобачевского, 2018
© Институт физики микроструктур
РАН, 2018

Симпозиум проводится при поддержке



Российской академии наук
<http://ras.ru>



Нижегородского государственного
университета им. Н. И. Лобачевского
<http://www.unn.ru>



Российского фонда
фундаментальных исследований
<http://www.rfbr.ru>



Федерального агентства научных
организаций
<http://fano.gov.ru>



ЗАО «Научное и технологическое
оборудование»
<http://www.semiteq.ru>



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



ООО «Евротек Дженерал»
www.eurotek-general.com



PREVAC Россия
www.prevac.ru



SCONTEL
www.scontel.ru



Компания Солар ЛС
<https://solarlaser.com>



ОАО «Завод ПРОТОН-МИЭТ»
<http://www.z-proton.ru>



Ostec Corporate group
www.ostec-instruments.com



ООО «Брукер»
<http://www.bruker.com/ru.html>



ООО "Промэнерголаб"
www.czl.ru

Секция 3

**Полупроводниковые наноструктуры:
электронные, оптические свойства,
методы формирования**

Unexpected conductance anisotropy in 2DEG of AlGaN/AlN/GaN heterostructures

N.K. Chumakov^{1*}, I.O. Mayboroda¹, I.S. Ezubchenko¹, Yu.V. Grishchenko¹, E.S. Grichuk¹, L.L. Lev^{1, 2}, V.G. Valeyev¹, M.L. Znaveskin¹, V.N. Strocov²

¹ NRC «Kurchatov Institute», Kurchatov sq. 1, Moscow, 123182, Russia

² Swiss Light Source, Paul Scherrer Institute, 5232 Villigen, Switzerland

*chumakov_nk@nrckil.ru

Conductance of two dimensional electron gas (2DEG) of AlGaN/GaN-based high electron mobility transistor was investigated in a standard van der Pauw setup without external magnetic field. Anisotropic quasi-Hall effect was detected, witnessing the eventual lowering of the macroscopic system symmetry in the vicinity of the AlGaN/GaN interface.

Wurtzite AlGaN/GaN heterostructure high electron mobility transistors (HEMTs) have been thoroughly studied for a couple of the last decades as potential candidates for the next generation high-power, high-temperature and microwave electronics. The main reason for this interest is their capacity to achieve current density, operating temperatures, breakdown voltage and cut-off frequencies, significantly higher compared to all of the existing GaAs, Si and Ge systems [1].

The unique properties of AlGaN/GaN based HEMTs are caused by the ability to realize two-dimensional electron gas (2DEG) with sheet carrier concentrations of order of 10^{13} cm^{-2} , localized in the close vicinity of the heterostructure interface, without intentional doping. This is at least an order of magnitude larger than the electron densities achievable in other III–V material structures [2]. Accumulation of the high density 2DEG is attributed to the formation of a deep spike-shaped quantum well at the heterojunction, where a large conduction-band offset coexists with large piezoelectric and spontaneous polarization [3].

Nevertheless, despite recent remarkable progress in the development of III-nitride functional systems, this family of semiconductor materials continues to bring surprises. Here we deliver our results for the conductance anisotropy along [1-100] and [1-210] crystallographic directions, corresponding to ΓK and ΓM axes of the inverse space, and anisotropic quasi-Hall effect [4] in AlGaN/GaN based HEMTs.

Four probe sheet resistance measurements were carried out in a standard van der Pauw setup. The conductance anisotropy parameter, defined in a standard way, has been found in the range of 15–25 % for various samples.

Hall effect characterization was carried out in magnetic fields up to 40 kG in the temperature range 4–300 K. The magnetic-field dependences were measured in both the usual Hall and van der Pauw geometries. Carrier concentration does not change with the temperature, confirming the high quality of the material under study.

Our four probe sheet resistance measurements shows pronounced anisotropy of in-plane 2DEG conductance in AlGaN/GaN heterostructures. For all the samples examined it was found to be essentially lower in [1-210] direction compared to [1-100] direction. Our ARPES study [5] also reveals noticeable anisotropy in 2DEG Fermi surface and indicates the directional correspondence of the high 2DEG conductance and low 2DEG effective mass. The latter result indicates that the macroscopic system symmetry may be lower than that of the bulk GaN hexagonal lattice in AlGaN/GaN heterostructures.

References

1. A.F. Medjdoub, K. Iniewski (eds.). Gallium nitride (GaN): physics, devices, and technology (CRC Press, 2015).
2. M.N. Gurusingham, S.K. Davidsson, and T.G. Andersson // *Phys. Rev. B*, V. 72, 045316 (2005).
3. O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J.R. Shealy, et al. // *J. Appl. Phys.*, V. 87, 334 (2000).
4. N.N. Polyakov. *Sov. Phys. J.*, V. 32, 956 (1989).
5. L.L. Lev, I. O. Maiboroda, et al. k-space imaging of anisotropic 2DG in GaN-based HEMT heterostructures. // *Nature Communications*, submitted (2017)

Realistic picture of helical edge states in HgTe quantum wells

S.S. Krishtopenko^{1,2,§}, F. Teppe¹

¹ Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, University of Montpellier, 34095 Montpellier, France

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

§ sergey.krishtopenko@umontpellier.fr

We propose a minimal effective two-dimensional Hamiltonian for HgTe/CdHgTe quantum wells describing the side maxima of the first valence subband. By using the Hamiltonian, we explore the picture of helical edge states. We show that both dispersion and probability density of the edge states can differ significantly from those predicted by Bernevig-Hughes-Zhang (BHZ) model. Our results pave the way towards further theoretical investigations of HgTe-based quantum spin Hall insulators with direct and indirect band gaps beyond the BHZ model.

The inverted HgTe/CdHgTe quantum well (QW) is the first two-dimensional (2D) system, in which a quantum spin Hall insulator (QSHI) state was theoretically predicted (1) and then experimentally observed (2). The origin of the topologically nontrivial QSHI state is caused by inverted band structure of bulk HgTe, which leads to a peculiar confinement effect in HgTe QWs.

So far, theoretical description of the phase transition between trivial and QSHI states in HgTe QWs has been based on the Bernevig-Hughes-Zhang (BHZ) 2D model (1). The main advantage of the BHZ Hamiltonian $H_{\text{BHZ}}(\mathbf{k})$, which directly includes the states of the first electron-like $E1$ and hole-like $H1$ subbands, is that it allows analytical description of both bulk and edge states (3,4). Therefore, it is widely used as a starting point in theoretical investigations of various effects arising in QSHI state of HgTe QWs. However, the BHZ model can be applied to HgTe QWs only for a special situation, when the $E1$ and $H1$ subbands are very close in energy. Moreover, even in this case, it describes well the conduction subband, while the side maxima arising in the first valence subband are ignored within the BHZ model (see Fig. 1).

In the talk, we propose a minimal effective 2D model, which describes the side maxima in the valence subband and qualitatively reproduces the band structure calculations based on the Kane Hamiltonian (5). By using the derived 2D Hamiltonian, we explore a picture of the edge states in HgTe QWs. For simplicity, we consider (001) HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te QWs grown on CdTe buffer. To extend the limits of the BHZ model, we first take into consideration the second hole-like $H2$ subband, which is the closest one to $E1$ and $H1$ subbands at zero quasimomentum $\mathbf{k} = 0$. However, the resulting effective Hamiltonian $H_{3 \times 3}(\mathbf{k})$ for the $E1$, $H1$,

$H2$ subbands gives even worse agreement with the realistic band structure calculation based on the Kane Hamiltonian than the BHZ model (see Fig. 1).

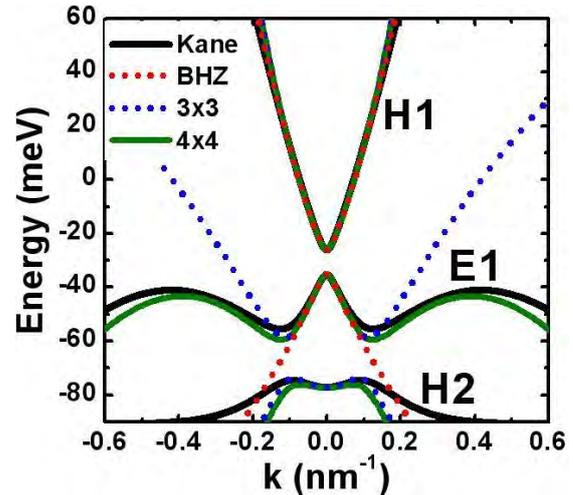


Fig. 1. Band structure of the 7 nm wide QW, calculated within different approaches. Positive values of k correspond to [100] crystallographic orientation. Parameters for $H_{\text{BHZ}}(\mathbf{k})$, $H_{3 \times 3}(\mathbf{k})$ and $H_{4 \times 4}(\mathbf{k})$ are provided in (6). The second electron-like $E2$ subband lies significantly higher in energy

In the talk, we demonstrate a crucial role of the electron-like states in the formation of the side maxima in the valence subband. As it is seen from Fig. 1, the effective 2D Hamiltonian $H_{4 \times 4}(\mathbf{k})$ including the $E1$, $H1$, $H2$ and $E2$ subbands indeed qualitatively describes the side maxima in the first valence subband. The latter proves that the $E2$ subband significantly affects dispersion of the first valence subband at large \mathbf{k} . Note that the band structure of the second valence subband in our model (the $H2$ subband in the QW of 7 nm width) is in a good agreement with the realistic band structure calculations at small \mathbf{k} only. To extend the range of \mathbf{k} , one should take directly into account other low-lying subbands.

Our derived Hamiltonian $H_{4 \times 4}(\mathbf{k})$ allows to obtain more realistic picture of the helical edge states in HgTe QWs than it is predicted by the BHZ model. To calculate the energy spectrum of the edge states, we solve the Schrödinger equation with $H_{4 \times 4}(\mathbf{k})$ in the strip geometry with the open boundary conditions. The calculations are based on the expansion method (6).

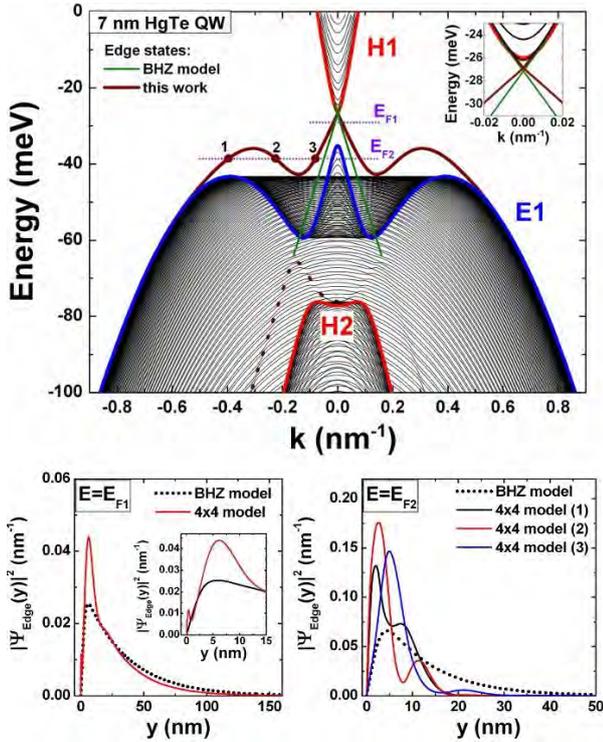


Fig. 2. (Top panel) Band structure of the 7 nm wide QW, calculated by using 2D Hamiltonian $H_{4 \times 4}(\mathbf{k})$. The blue and red curves correspond to dispersion of electron-like and hole-like subbands, respectively. The thin black curves represent continuum of the bulk states obtained on the strip of 1 μm . The helical edge states in the gap are presented by solid brown curves. The dashed brown curves schematically show the dispersion of the edge states at $k < 0$, which are hybridized with a continuum of the bulk states. For simplicity, the curve for $k > 0$ is not shown. The edge states obtained within the BHZ model are plotted in green. The insets show dispersion of the bulk and edge states at small k . (Bottom panels) Probability density of the edge states at two positions of Fermi level, shown in the top panel by violet dotted lines

Figure 2 presents the band structure of the 7 nm wide HgTe QW. It is clear that the edge states lying in the band gap have two branches of different helicity, localized at different sample edge. It is seen that, for the 7 nm QW, the picture of the edge states described by $H_{4 \times 4}(\mathbf{k})$, differs from the linear dispersion within the BHZ model (3,4). It has strongly non-monotonic character with the side maxima lying below the top of the valence subband. Additionally to the edge states in the band gap, our model also predicts the existence of the edge states arising in the continuum of the valence subbands. In the numerical calculations, we cannot

separate the edge and bulk states. Nevertheless, the traces of the edge states in the valence band, marked by the dashed brown curves, are clearly seen. Their dispersion starts at zero quasimomentum from $H2$ subband and has a non-monotonic dependence on k .

In the bottom panels of Fig. 2, we provide the probability density of the edge states at different positions of Fermi level. It is seen that the probability density $\Psi_{\text{Edge}}(y)$ calculated by using $H_{4 \times 4}(\mathbf{k})$ differs significantly from the one in the BHZ model. For instance, $\Psi_{\text{Edge}}(y)$ may have several maxima due to the relevant contribution of the $E2$ and $H2$ subbands. Surprisingly, the latter is valid even if the Fermi level lies in the vicinity of the conduction subband, which is actually well described by the BHZ model. Additionally, the damping of the probability density described by $H_{4 \times 4}(\mathbf{k})$ can have an oscillating character instead of the monotonic one predicted by the BHZ model (3,4).

The differences in the probability density, calculated by using $H_{4 \times 4}(\mathbf{k})$ and $H_{\text{BHZ}}(\mathbf{k})$, illustrate the differences in the wave functions of the edge states within two models. The latter may influence a lot the matrix elements of different interactions (disorder, impurities, many-body interaction etc.) in the novel model, which, in their turn, may dramatically change the picture of topological Anderson insulator, backscattering in the edge channels and collective excitations, established by the BHZ model.

This work was supported by the CNRS through “Emergence project 2016”, by Era.Net-Rus Plus project “Terasens”, and by the Russian Foundation for Basic Research (Grant 16-02-00672). S. S. Krishtopenko also acknowledges the Russian Ministry of Education and Science (MK-1136.2017.2).

References

1. B.A. Bernevig et al. // Science. **314**, 1757 (2006).
2. M. König et al. // Science. **318**, 766 (2007).
3. B. Zhou et al. // Phys. Rev. Lett. **101**, 246807 (2008).
4. M. Wada et al. // Phys. Rev. B **83**, 121310 (2011).
5. S.S. Krishtopenko et al. // Phys. Rev. B **94**, 245402 (2016).
6. S.S. Krishtopenko, F. Teppe // ArXiv 1712.04406.

Germanium Tin heterosystem: new opportunities for spintronics, photonics and electronics

M. Myronov

Department of Physics, The University of Warwick, Coventry Cv4 7Al, UK

M.Myronov@warwick.ac.uk

Epitaxial Germanium Tin ($\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$) heterosystem expands capabilities and functionalities of the Group-IV semiconductors. Direct bandgap of $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ offers opportunity to create a room temperature light emitting device on Si platform, discover very high mobility 2D carriers and explore this amazing material in spintronics applications.

Introduction

In the recent years, the epitaxy of the group IV semiconductors was advanced by appearance of new family of alloys grown by an industrial type Chemical Vapour Deposition (CVD) technique on a standard Si substrate. They substantially expanded functionality of existing Si based materials and devices. One of them is the Germanium Tin ($\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$) alloy, which is a natural expansion of the $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ family material beyond pure Ge into the territory of traditional III-V compound semiconductors like GaAs and InGaAs. Adding Sn to relaxed Ge, leads to transformation of Ge indirect bandgap to direct one in the narrower band gap $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ alloys with Sn content above ~8% [1,2]. It has already led to demonstration of efficient light emission beyond 3 μm , in the mid-IR spectrum range, and outlined pathway for the realization of the long awaiting light source and potential laser on the Si platform [3]. More recently, strained $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ epilayers exhibited very promising materials properties, which also opens opportunity for their potential application in wide range of electronic and spintronic devices.

Heteroepitaxy of $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$

The low solid solubility of α -Sn in Ge and Si of below 1% along with the large lattice mismatch between α -Sn (6.4892 \AA) and Ge (5.64579 \AA) or Si (5.43102 \AA) of 14.7% and 19.8%, respectively, requires non-equilibrium epitaxial growth processes. Molecular beam epitaxy (MBE) and chemical vapour deposition (CVD) are the most suitable techniques to do it. Since Sn exhibits a comparably low free surface energy, surface segregation is the main issue during epitaxy. The segregation strongly depends on temperature and thus $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ epitaxy requires very low temperatures in order to avoid Sn surface segregation that can be

achieved by precisely controlling the growth conditions. While the exchange rate between adatoms and subsurface atoms is reduced for low growth temperatures, the time required for the exchange can be minimized for high growth rates, which suppress the Sn segregation. However, bulk precipitation is more likely to occur during post-growth thermal processing. Besides the low solid solubility the large

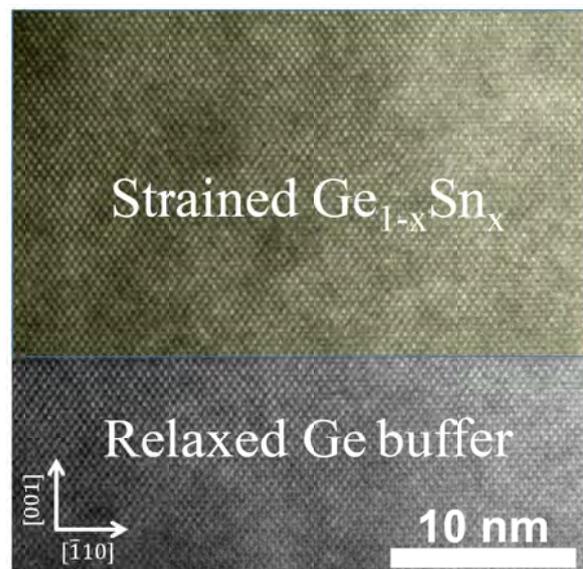


Fig. 1. A high resolution transmission electron microscope (XTEM) image showing abrupt interface between a compressive strained $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ epilayer and a Ge relaxed buffer grown on 200 mm Si(001) substrate.

lattice mismatch between the diamond cubic lattices of α -Sn, Ge, and Si hampers the growth of smooth and high-quality $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ epilayers. The 3D growth mode starting right after the wetting layer of few monolayers is grown, may result in severe surface roughening just as in the case of Ge of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ heteroepitaxy on Si(001) with a lattice mismatch of just 4.17%. As a result, the epilayers turn amorphous after exceeding a

critical epitaxial thickness. Nonetheless, $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ epilayers can be grown even by CVD at reduced pressures. Figure 1 shows a high resolution transmission electron microscope (XTEM) image of superior quality $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ epilayer grown directly on 200 mm Si(001) substrate via an intermediate strain relaxed Ge buffer.

Electronic, optical and spin properties of $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$

The $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ heterosystem with its two degrees of freedom for strain engineering, namely, alloying and strain, might provide a Si-based material platform for both n- and p-MOSFETs that is CMOS compatible, hence, suitable for large-scale and low-cost integration. Even higher hole mobility in strained $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ compared to Ge is predicted. But the most striking feature of $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ alloys is definitely the possibility of achieving a fundamental direct bandgap in a group IV semiconductor. In the past, several theoretical studies predicted a required Sn concentration of 6–11 % in relaxed $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ alloy in order to reduce the difference in energy between the Γ -valley and the L-valleys (~140 meV) and pass the indirect-to-direct bandgap transition. Since in such an alloy the Γ -valley with its low effective mass in the centre of the Brillouin zone lies energetically below the fourfold degenerated L-valleys, electrons start to populate the Γ -valley unlike in other group IV semiconductors like Si, Ge or $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Consequently, this results in a significant increase of the electron mobility turning $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ into a possible high-mobility channel material for n-MOSFETs comparable to III-V semiconductors.

The direct bandgap nature is the most advantageous for optoelectronic applications. Poor light emitting properties of indirect bandgap materials, such as the prominent group IV semiconductors Si and Ge, is caused by the inefficient second order recombination processes of electrons and holes. The requirement of phonons for these indirect transitions makes them highly unlikely to occur. Thus, a direct bandgap nature is widely accepted as being the essential condition to achieve lasing and the predominant reason why III-V compounds are the materials of choice for semiconductor laser diodes. However, the obstacles related to the integration of III-V laser diodes on Si, like alignment issues or thermal

mismatch, hamper the long-term wish of merging electronics and photonics on the same chip so far. The promised power consumption reduction provided by the optical data transfer encouraged the development of Si-based key photonic devices like waveguides, photo-detectors and modulators. The only missing device for fully integrated electronic and photonic circuitry is an electrically pumped group IV laser operating above room temperature.

The outstanding challenge of overcoming fundamental limits of conventional device electronics has stimulated various proposals and extensive investigations of radical alternatives. The prospect of utilizing quantum information and communication processing has placed group IV semiconductors at the leading edge of current research efforts. Such materials are ubiquitous in the mainstream microelectronics industry and naturally exhibit favourable properties for the solid-state implementation of logic-gate operations built upon quantum states. The centrosymmetric crystal structure and the essential abundance of spin-less isotopes endow group IV semiconductors with long-lived electron spins exhibiting exceedingly long coherence times. Recently, the first optical initialization and readout of spins in $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ epilayers and spin quantum beats between Zeeman-split levels under an external magnetic field were demonstrated. The experiments revealed robust spin orientation in a wide temperature range and a persistent spin lifetime that approaches the ns regime at room temperature. Besides important insights into nonradiative recombination pathways, the findings disclose a rich spin physics in novel epitaxial structures directly grown on a conventional Si substrate. This introduces a viable route towards the synergic enrichment of the group IV semiconductor toolbox with advanced spintronics and photonic capabilities.

References

1. S. Wirths et al. // *Nat Photonics*. **9**, 88 (2015).
2. F. Pezzoli, A. Giorgioni, D. Patchett and M. Myronov, *ACS Photonics* **3**, 2004 (2016).
3. R.W. Millar, D.C.S. Dumas, K.F. Gallacher, P. Jahandar, C. MacGregor, M. Myronov and D.J. Paul // *Opt. Express* **25**, 25374 (2017).

Terahertz light emission and lasing in graphene-based van der Waals 2D heterostructures

T. Otsuji

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, Japan, 9808577.

otsuji@iec.tohoku.ac.jp

This work reviews recent advancement on the research toward graphene-based van der Waals 2D terahertz (THz) lasers. Optical and/or injection pumping of graphene can enable negative-dynamic conductivity in the THz spectral range, which may lead to new types of THz lasers. A forward-biased graphene structure with a lateral p-i-n junction was implemented in a distributed-feedback (DFB) dual-gate graphene-channel FET and observed a single mode emission at 5.2 THz at 100 K.

Graphene has attracted considerable attention due to its massless and gapless energy spectrum. We designed and fabricated our original distributed-feedback dual-gate graphene-channel field-effect transistor (DFB - DG - GFET) [1, 2]. The DG - GFET structure serves carrier population inversion in the lateral p-i-n junctions under complementary dual-gate ($V_{g1,2}$) biased and forward drain-source (V_d) biased conditions, promoting spontaneous broadband incoherent THz light emission. The tooth-brush-shaped DG forms the DFB cavity having the fundamental mode at 4.96 THz, which can transcend the incoherent broadband LED to the single-mode lasing action (Fig. 1). The GFET channel consists of a few layer (non-Bernal) highest-quality epitaxial graphene [3], providing an intrinsic field-effect mobility exceeding $100000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [4]. Fourier-transform far-infrared spectroscopy revealed the THz emission spectra for the fabricated samples under population inversion conditions; one sample exhibited a 1 - 7.6 THz broadband, rather intense ($\sim 80 \mu\text{W}$) ampli-

fied spontaneous emission [1] and the other sample did a weak ($\sim 0.1 \mu\text{W}$) single mode lasing at 5.2 THz [2] both at 100 K. Introduction of the graphene plasmonics in vdW 2D heterostructures is a key to increase the operating temperature and radiation intensity. Asymmetric dual-grating-gate metasurface structures may promote plasmonic superradiance [5] and/or plasmonic instabilities [6], giving rise to giant THz gain enhancement at plasmonic resonant frequencies (Fig. 2). Further improvement will be given by a gated double-graphene-layer (G - DGL) nanocapacitor vdW 2D heterostructures [7, 8]. Exploitation of the graphene plasmonics in vdW 2D heterostructures [9] will be the key to realize room-temperature, intense THz lasing (Figs. 3, 4) [10].

The authors thank A.A. Dubinov, D. Svintsov, M. Ryzhii, V. Mitin, and M.S. Shur for their contributions. Financial support: JSPS KAKENHI Nos. 16H06361 and 16K14243, Japan.

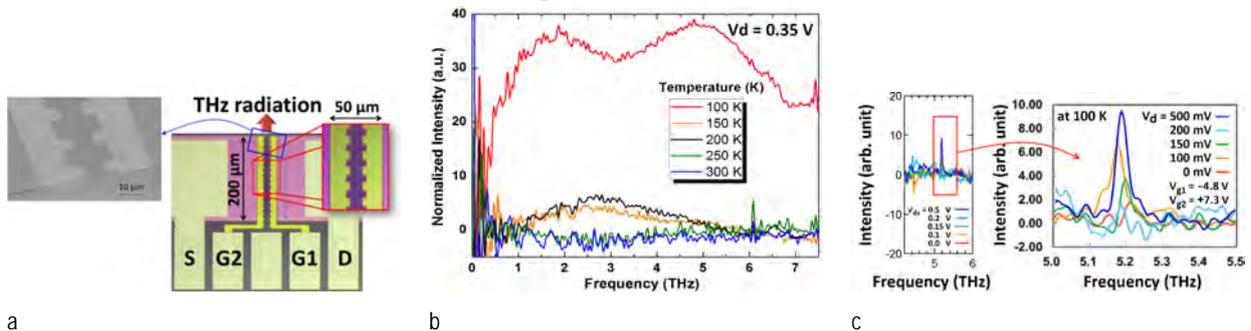


Fig. 1. DFB - DG - GFET. Photo images (a), LED-type (b) and single-mode lasing (c) spectra

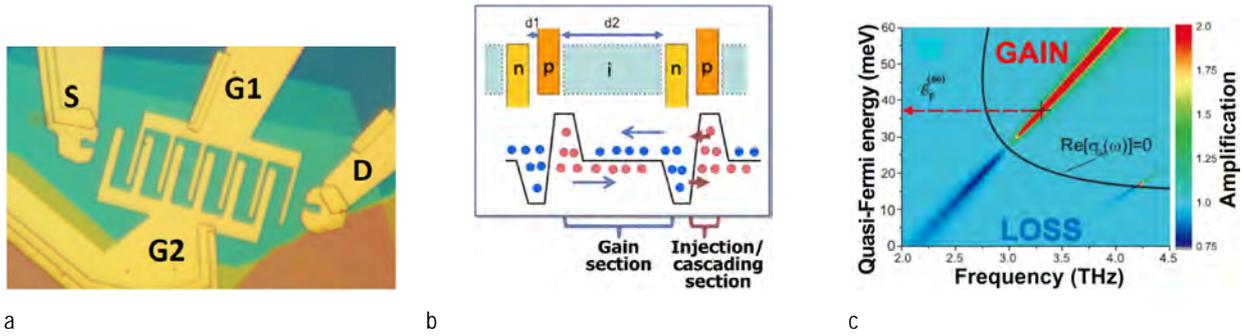


Fig. 2. Photo image (a) and schematic views of (b) a dual-grating-gate graphene FET. Calculated contour map of the absorbance (c) as a function of the quasi-Fermi energy and the frequency of incoming THz wave for the array of graphene microcavities with period 4 μm and the length of a graphene microcavity 2 μm . The electron scattering time in graphene is 1 ps

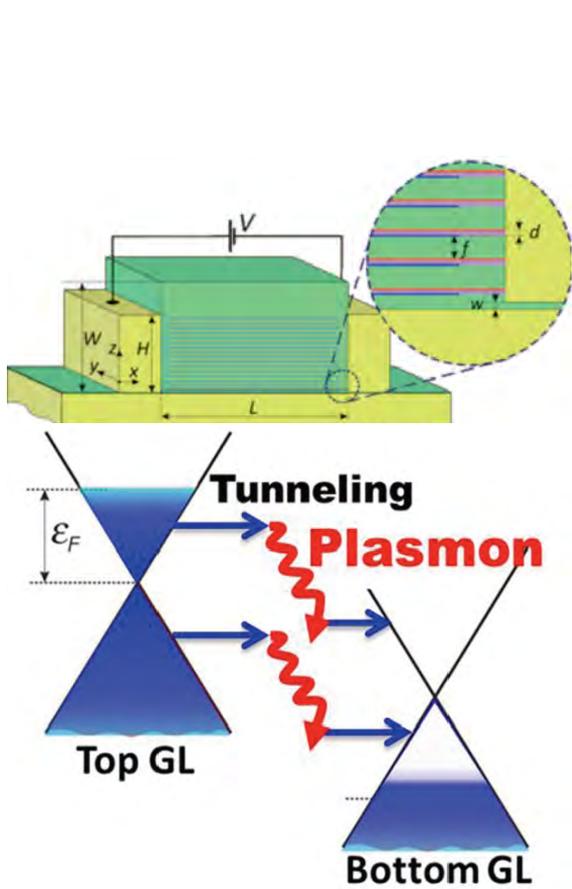


Fig. 3. (upper) Schematic view of the terahertz laser with a stack of tunnel-coupled graphene layers (N pairs) with side injection embedded in a surface plasmon waveguide. (lower) Band diagram illustrating the process of stimulated plasmon-assisted resonant tunneling under application of interlayer voltage V

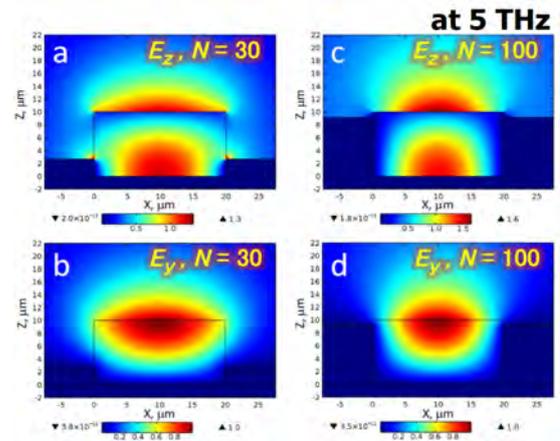


Fig. 4. Spatial distributions of the photon electric field components in TM mode of the surface plasmonic waveguide under consideration for two different heights of the metal contacts

References

1. D. Yadav et al. // CLEO 2017 Dig. 1, AM2B.7 (2017).
2. G. Tamamushi et al. // 74th Dev. Res. Conf. Dig. 1, 225 (2016).
3. T. Someya et al. // Phys. Rev. B, V. 95, 165303 (2017).
4. A. Satou et al. // IEEE Trans. Electron Dev., V. 63, 330 (2016).
5. V. V. Popov et al. // Phys. Rev. B, V. 86, 195437 (2012).
6. Y. Koseki et al. // Phys. Rev. B, V. 93, 245408 (2016).
7. V. Ryzhii et al. // Opt. Exp., V. 21, 31569 (2013).
8. D. Yadav et al. // 2D Mater., V. 3, 045009 (2016).
9. D. Svintsov et al. // Phys. Rev. B, V. 94, 115301 (2016).
10. A.A. Dubinov et al. // Opt. Exp., V. 24, 29603 (2016).

Wavelength tunable MEMS VCSEL for OCT Imaging

E. Semenova¹, H.K. Sahoo¹, T. Ansbæk², L. Ottaviano¹, F. Zubov³, O. Hansen⁴, K. Yvind¹

¹ DTU Fotonik, Building 343, Ørstedes Plads, 2800 Kongens Lyngby, Denmark

² OCTLIGHT ApS, Scion DTU, 2800 Kongens Lyngby, Denmark

³ Saint Petersburg Academic University, 194021 Sankt-Peterburg, Russia

⁴ DTU Nanotech, Building 345C, Ørstedes Plads, Kongens Lyngby, Denmark

*esem@fotonik.dtu.dk

MEMS based Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSELs) are one of the most promising swept laser sources for optical coherence tomography. We present a new design of a MEMS VCSEL, integrated on the SOI platform. The new devices are much more robust to environmental conditions compared to the competing approaches due to sealing of the MEMS element in the cavity. Two way tuning with a range of 40 nm was realized in the first generation of new VCSELs.

Introduction

The rapid development of Optical Coherence Tomography (OCT) is fueled by the importance of this method for medical diagnostics, in particular ophthalmology. This is a noninvasive method, which allows achieving a high depth and transverse resolution in real time of, for instance, a live tissue. Nowadays OCT is widely used for eye disease diagnostics, skin tissue imaging, for cancerous cells [1], intravascular imaging [2] and can be interfaced with different catheters and endoscopes [3].

The requirements for new OCT sources are a wide tuning range of the wavelength and fast sweeping frequency, in order to provide a large image field and high resolution, as well as a small footprint for interfacing those devices with other medical equipment. MEMS based Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSELs) are the best candidates to meet those requirements. There are many devices reported up to now [5,6,7,8] which can achieve an axial resolution of about 5-8 μm for a cross-section image at a high speed $>100\text{k}$ A Scans/sec with a very high signal-to-noise ratio. However, current designs share similar disadvantages. For example the MEMS element is positioned on the top of the device, which makes its performance very sensitive to the environmental conditions and secondly, the material system is pure III-V semiconductor, which makes the fabrication of those devices expensive and complicated. In order to address these drawbacks we developed a new design based on a CMOS compatible platform to realize devices that are more robust. The two main advantages are that the tunable VCSEL is integrated onto a silicon chip and the

MEMS- based reflector is inside the sealed cavity. Integration on Si fits into well-established silicon processing and paves the way for integration into Photonic Integrated Circuit (PIC) OCT systems. The sealing prevents any impact of the environment on the working characteristics of the device, such as a change of pressure and humidity as well as avoiding water condensation on the actuating electrodes, which otherwise may ruin the MEMS element.

Design and fabrication

The majority of existing designs of MEMS VCSELs [5-8] are solely based on the III-V material system with challenging epitaxial growth. The structure consists of an epitaxially grown DBR [5,6,8], followed by a cavity with an active region which could be grown by the same process [6,8] or bonded to the bottom mirror [5]. The top reflector is based on MEMS fabricated from III-V material or surface micromachining of semiconductors/dielectrics, whose mechanical properties are inferior to those of the more robust silicon. The position of the MEMS part is regulated by the applied voltage. The airgap underneath the MEMS reflector is a part of the optical cavity and influences the MEMS dynamics so the environmental conditions affect the reproducibility of the working parameters of this MEMS VCSEL.

Our new MEMS VCSEL design solves the above mentioned problems. Additionally the process could be easily adapted to the wide variety of wavelengths available for III-V semiconductors. Figure 1 shows a sketch of such a device. The MEMS high contrast grating (HCG) mirror is defined on a Silicon-on-Insulator

(SOI) wafer by electron beam lithography and it forms the bottom mirror. An InP membrane with InGaAsP QW active material is epitaxially grown on an InP substrate. Then the two wafers are bonded together [9], followed by removal of the InP substrate and lithography steps to define the contacts. This III-V membrane along with the air-gap on top of the HCG forms an optical cavity. The top mirror is composed from a $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ dielectric stack DBR. Two-way electrostatic actuation for the MEMS is achieved by applying a voltage between the MEMS HCG and either the Si substrate or the n-doped InP layer.

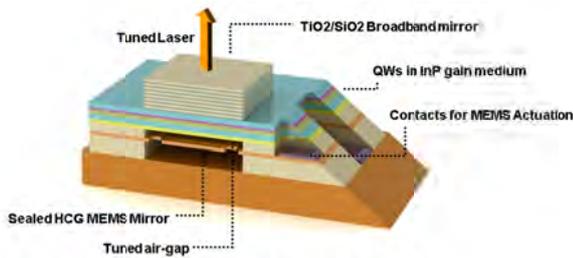


Fig. 1. Sketch of the proposed MEMS VCSEL

Results and discussion

The MEMS VCSEL devices were characterized in a micro-photoluminescence setup equipped with a 980 nm laser as a pump source. The threshold power of the VCSEL lasers was estimated to be approximately 1.4 mW, which corresponds to about 1 mA current in case of electrical injection. This is comparable to some well-designed VCSELs [10, 11, 12]. At maximum, an output power of 0.1 mW was achieved.

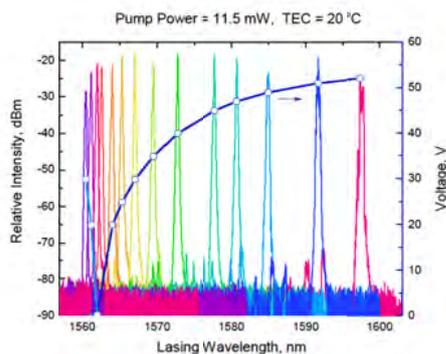


Fig. 2. Lasing spectra showing wavelength tuning achieved for different actuation voltages

Application of voltage on the MEMS and either on the n-doped InP layer or the Si substrate creates an electrostatic attractive force between the two electrodes. This results in alteration of the cavity length due to the change in the mirror position. Figure 2 demonstrates the dependence of the lasing wavelength on the actua-

tion voltage. The tuning to the short wavelength side is only a few nm due to the significant increase of losses. One possible explanation for this observation is a poor contact to the InP layer. The total tuning range achieved for the MEMS VCSELs was 40 nm.

Conclusion

In this work, a new design of MEMS VCSEL integrated to the Si platform was suggested and successfully fabricated. The first generation of the devices with optical excitation demonstrated a low threshold power of about 1.4 mW, which is equivalent to 1 mA of electrical injection. A wide DC tuning range of 40 nm was achieved. The proposed design of MEMS VCSELs has great potential to become the best swept OCT light source.

The authors thank for the financial support the Danish Innovation Foundation through the HERON project, the Villum foundation via NATEC and QUEENS, the National Basic Research Foundation center SPOC (No. DNRF123) and FP7-IRSES project HyMeCav (No. 612564).

References

1. M. Mogensen et. al. // J. of Biophotonics, V. 2, 442–451, (2009).
2. I.-K. Jang et. al. // J. of the American College of Cardiology, V 39, 604–609, (2002).
3. J.G. Fujimoto et. al. // Neoplasia, V 2, no. 1-2, 9–25, (2000).
4. B. Potsaid et. al. // Opt. Express, V18, 20029, (2010)
5. V. Jayaraman et.al. // Electronics letters, V 48, no. 14, 867– 869, (2012).
6. Y. Rao et. al. // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., V 19, 1701311–1701311, (2013)
7. C. Gierl T. et. al. // Electronics letters, V 47, no. 22, 1243–1244, (2011).
8. T. Ansbæk et. al. // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., V 19, 1702306– 1702306, (2013).
9. H. K.Sahoo et. al. // Journal of Vacuum Science & Technology B, 36(1), 011202 (2017).
10. M. Ortsiefer et. al. // Electronics Letters 39(24), 1731–1732 (2003).
11. T. Ansbæk et. al. // IEEE Photonics Technology Letters., 25.4, 365-367, (2013).
12. C.J. Chang-Hasnain // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron, 6.6, 978-987, (2000).

Спинодальный распад в гетероструктурах с InSb/AlAs квантовыми ямами

Д.С. Абрамкин^{*1,2}, А.К. Бакаров¹, А.К. Гутаковский^{1,2}, Т.С. Шамирзаев^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

*demid@isp.nsc.ru

Изучено кристаллическое строение и энергетический спектр квантовых ям (КЯ), сформированных в гетеросистеме InSb/AlAs. Обнаружено явление спинодального распада твёрдого раствора $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{Sb}_y\text{As}_{1-y}$, из которого состоят КЯ, с периодом 5-7 нм в плоскости структуры. Методом спектроскопии стационарной фотолюминесценции показано, что в КЯ имеет место сосуществование подсистем с энергетическим строением первого и второго рода. Расчёты энергетического спектра КЯ, проведённые с учётом неоднородного распределения материала, подтверждают сосуществование в КЯ подсистем с различным типом энергетического строения.

Введение

Теоретические расчёты [1,2] показывают, что квантовые ямы (КЯ) InSb в матрице AlAs, могут иметь энергетический спектр первого рода с непрямой запрещённой зоной. Разделение электронов и дырок в пространстве квазиимпульсов приводит к длительному времени жизни экситона [3], вплоть до 100 мкс, что оказывается сравнимым со временем спиновой релаксации локализованного экситона [4]. Это делает подобные гетероструктуры перспективными объектами для исследования спиновой динамики долгоживущих локализованных экситонов [5,6]. В докладе приведены результаты исследования кристаллической и энергетической структуры новых InSb/AlAs КЯ. Обнаружен спинодальный распад твёрдого раствора $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{Sb}_y\text{As}_{1-y}$, из которого состоят КЯ. Спинодальный распад приводит к сосуществованию в КЯ подсистем с энергетическим строением первого и второго рода. Основные электронные состояния обеих подсистем принадлежат боковым долинам зон проводимости твёрдого раствора и AlAs, соответственно.

Кристаллическое строение КЯ

Гетероструктуры с КЯ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs подложках ориентации (001). КЯ формировались между двумя слоями AlAs толщиной 50 нм. Для формирования КЯ на поверхность AlAs осаждался 1 монослой InSb при температуре подложки 500°C.

Как видно из микроскопического изображения поперечного среза структуры с КЯ, представленного

на вставке к рис. 1, толщина псевдоморфно напряжённой КЯ составляет 3 нм. Это существенно

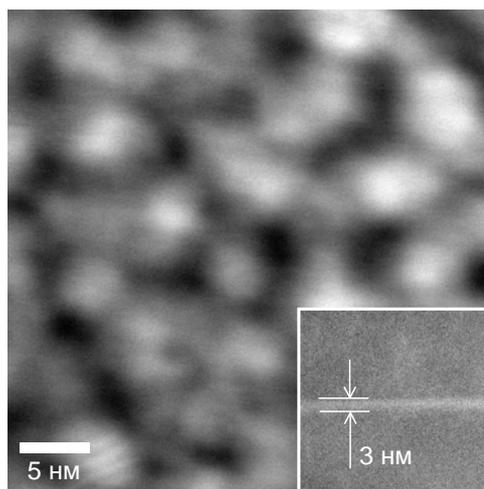


Рис. 1. Планарное темнопольное микроскопическое изображение InSb/AlAs КЯ, полученное в режиме с Z-контрастом. На вставке изображение поперечного среза гетероструктуры

превосходит номинальную толщину осаждаемого InSb, что указывает на перемешивание InSb и AlAs. Планарное микроскопическое изображение, полученное в режиме с Z-контрастом, демонстрирует спинодальный распад КЯ. Период пространственной модуляции состава твёрдого раствора в плоскости структуры составляет 5-7 нм.

Энергетический спектр КЯ

Длительная (~100 мкс) кинетика затухания фотолюминесценции (ФЛ) КЯ свидетельствует о разде-

лении носителей заряда в пространстве квазиимпульсов, как и предсказывалось в [1,2]. Для определения типа энергетического строения КЯ (первый/второй род) проведены измерения низкотемпературных (5K) спектров стационарной ФЛ в зависимости от плотности мощности возбуждения (P_{ex}). Как видно из верхней вставки к рис. 2, спектры ФЛ состоят из двух полос, форма которых описывается функциями Гаусса. Положение максимума высокоэнергетической полосы, обозначенной на рисунке «I», изменяется по закону $\sim \ln(P_{ex})$, в то время как низкоэнергетическая полоса, обозначенная «II», смещается $\sim a \cdot \ln(P_{ex}) + b \cdot P_{ex}^{1/3}$. Это свидетельствует о сосуществовании подсистем с энергетическим строением первого и второго рода [7,8]. Увеличение относительной интенсивности высокоэнергетической полосы ФЛ I_I/I_{II} с ростом P_{ex} , показанное на нижней вставке к рис. 2, указывает на перераспределение носителей заряда между этими подсистемами.

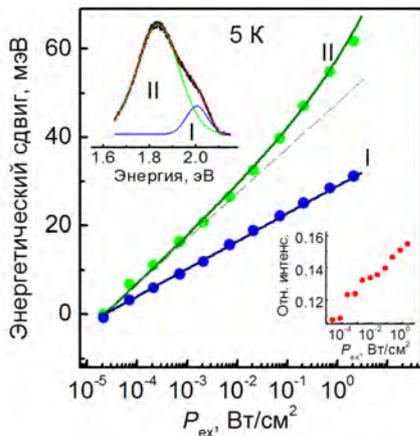


Рис. 2. Спектральное смещение полос, составляющих спектр ФЛ InSb/AlAs КЯ, в зависимости от P_{ex} . На верхней вставке спектр ФЛ, измеренные при $P_{ex} = 7$ мкВт/см². На нижней вставке относительная интенсивность высокоэнергетической полосы I_I/I_{II} ФЛ как функция P_{ex}

Проведены расчёты энергетического спектра $In_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}/AlAs$ КЯ с учётом влияния перемешивания и сегрегации материалов, а также упругих деформаций, на положение энергетических зон. Содержание In и Sb в различных участках КЯ определялось по наилучшему совпадению расчётных энергий оптических переходов с данными ФЛ. Как видно из рисунка 3, участки КЯ с низким содержанием In и Sb, обозначенные на рисунке «А», характеризуются энергетическим спектром первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X_{XY} долине зоны проводимости

$In_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$, в то время как в участках КЯ с высоким содержанием In и Sb, обозначенных на рисунке «В», наблюдается конкуренция между X_{XY} состоянием в зоне проводимости твёрдого раствора и X_Z состоянием, локализованным в AlAs матрице.

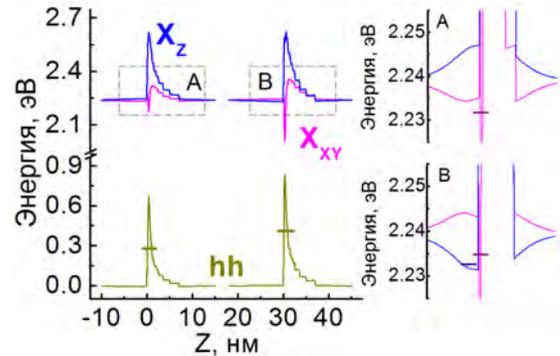


Рис. 3. Зонные диаграммы, рассчитанные для пиковых значений составов твёрдого раствора $x_{min} = y_{min} = 0.55$ и $x_{max} = y_{max} = 0.78$, дающих наилучшее соответствие расчётных энергий оптических переходов с данными ФЛ. Уровни размерного квантования электронов и дырок обозначены горизонтальными штрихами

Заключение

Обнаружено явление спиноподобного распада твёрдого раствора в $In_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}/AlAs$ КЯ. Показано, что распад твёрдого раствора приводит к сосуществованию в КЯ подсистем с энергетическим спектром первого и второго рода. Электронные состояния подсистем первого и второго рода лежат в X_{XY} и X_Z долинах твёрдого раствора и AlAs матрицы, соответственно. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-32-60015 и 16-02-00242).

Литература

1. М.-Е. Pistol et. al. // Phys. Rev. B 80, 035316 (2009).
2. D.S. Abramkin et. al. // JETP Letters, 103, 692 (2016).
3. T.S. Shamirzaev et. al. // Phys. Rev. B 84, 155318 (2011).
4. A.V. Khaetskii, Yu.V. Nazarov // Phys. Rev. B 64, 125316 (2001).
5. D. Dunker et. al. // Appl. Phys. Lett. 101, 142108 (2012).
6. T.S. Shamirzaev et. al. // Phys. Rev. B 96, 035302 (2017).
7. Д.С. Абрамкин и др. // Изв. РАН 81, 1054 (2017).
8. N.N. Ledentsov et. al. // Phys. Rev. B 52, 14058 (1995).

Гетероструктуры с InAs/AlAs квантовыми ямами и квантовыми точками, выращенные на GaAs/Si эпитаксиальных слоях

Д.С. Абрамкин^{1,2}, М.О. Петрушков¹, М.А. Путятю¹, Б.Р. Семягин¹, А.П. Василенко¹, М.Ю. Есин¹, А.К. Гутаковский^{1,2}, Т.С. Шамирзаев^{*1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

*tim@isp.nsc.ru

Гетероструктуры с InAs/AlAs квантовыми точками (КТ) выращены на GaAs/Si эпитаксиальных слоях. При формировании GaAs/Si слоёв использовался низкотемпературный GaAs, что позволило значительно снизить плотность прорастающих дислокаций и улучшить морфологию поверхности GaAs. В низкотемпературных (5-80 К) спектрах фотолюминесценции (ФЛ) InAs/AlAs гетероструктур наблюдаются полосы, связанные с рекомбинацией экситонов в КТ и смачивающем слое (СС) – тонкой квантовой ямы, лежащей в основании массива КТ. Показано, что КТ и СС характеризуются энергетическим спектром первого рода.

Введение

Интеграция высокоэффективных светоизлучающих приборов, созданных на основе АЗВ5 гетероструктур, с кремниевой технологией открывает перспективу значительного ускорения обработки информации за счёт передачи данных по оптическому каналу как в пределах одного процессора, так и между различными устройствами. Сочетание узкозонных и широкозонных материалов, таких как InAs и AlAs, при формировании гетероструктур даёт преимущества сильной локализации носителей заряда, которая обеспечивает высокую температурную стабильность, а также возможность варьирования рабочей длины волны излучения в широких пределах за счёт эффектов размерного квантования. Для интеграции InAs/AlAs гетероструктур в кремниевую технологию необходимо использование согласованных с AlAs по параметру решётки подложек на основе структур из выращенного на пластине кремния буферного слоя GaAs, служащего для согласования параметров решеток. В докладе сообщается о получении InAs/AlAs гетероструктур квантовыми точками (КТ), выращенных на подложках GaAs/Si.

Формирование гетероструктур

Буферные эпитаксиальные слои GaAs на подложке Si выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В целях подавления формирования антифазных дефектов были использованы подложки

Si ориентации (001), отклонённые на 6° в направлении (111) [1]. Рост всех структур начинался с формирования переходной области посредством осаждения слоя GaP, согласованного по параметру решетки с Si, толщиной 20 монослоёв (МС) при температуре подложки (T_s) 350°C и последующего осаждения GaAs толщиной 20 МС при $T_s = 260^\circ\text{C}$ в режиме атомно-слоевой эпитаксии. После чего выращивалась следующая серия слоёв GaAs: (1) 200 нм при $T_s = 200^\circ\text{C}$; (2) 200 нм при $T_s = 350^\circ\text{C}$; (3) 200 нм при $T_s = 600^\circ\text{C}$; (4) 700 нм при $T_s = 200^\circ\text{C}$; (5) 30 нм при $T_s = 350^\circ\text{C}$ и (6) 1170 нм при $T_s = 600^\circ\text{C}$. Как показано в нашей недавней работе [2], использование низкотемпературных (200°C) слоёв GaAs позволяет значительно снизить плотность прорастающих дислокаций и улучшить морфологию поверхности GaAs. Гетероструктуры с InAs КТ, помещёнными между слоями AlAs толщиной 50 нм выращивались на подложках GaAs/Si. Для формирования КТ осаждался 2.5 монослоя InAs при температуре 480°C . Гетероструктуры защищались защитным слоем GaAs толщиной 20 нм в целях предотвращения окисления Al.

Данные фотолюминесценции

Низкотемпературный (5К) спектр фотолюминесценции (ФЛ) InAs/AlAs гетероструктуры, измеренный при возбуждения GaN лазером с энергией фотонов 3.06 эВ, представлен на рис. 1. Спектр содержит полосы с энергиями в максимуме 2.005 и 1.650 эВ и полной шириной на полувысоте 100 и

170 мэВ, связанные с рекомбинацией носителей заряда в смачивающем слое (СС) и КТ, соответственно [3]. Кроме того, в спектре присутствует полоса, обусловленная рекомбинацией в GaAs слоях. Зависимости интегральной интенсивности ФЛ КТ и СС от температуры приведены на вставке к рисунку. Видно, что при температурах выше 20К начинается снижение интенсивности ФЛ, причём энергии активации гашения ФЛ КТ и СС составляют $E_a^{КТ} = 20$ мэВ и $E_a^{СС} = 17$ мэВ, соответственно. Близость значений энергий при существенно различных энергиях локализации носителей заряда в КТ и СС [3,4] позволяет предполагать, что гашение ФЛ связано с захватом носителей заряда на дефекты непосредственно из КТ и СС, минуя стадию выброса в матрицу AlAs.

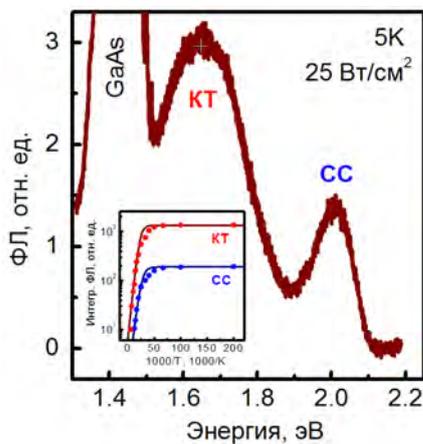


Рис. 1. Спектр ФЛ InAs/AlAs гетероструктуры с КТ, измеренный при температуре 5К и $P_{ex} = 25$ Вт/см². Полоса ФЛ, связанная с рекомбинацией носителей заряда в смачивающем слое, обозначена «СС», с рекомбинацией в КТ – «КТ». На вставке представлены температурные зависимости интегральной интенсивности ФЛ КТ и СС

Для определения типа энергетического строения КТ и СС были проведены измерения спектров ФЛ как функции плотности мощности возбуждения (P_{ex}). Результаты измерений, проведённых при 5 К, представлены на рис. 2. Как видно из вставки к рисунку, интегральная интенсивность ФЛ КТ и СС сохраняет линейный характер зависимости от P_{ex} во всём диапазоне измерений. Увеличение P_{ex} практически не влияет на положение максимума полосы ФЛ КТ, в то время полоса ФЛ СС испытывает «синее» смещение $\sim \ln(P_{ex})$. Логарифмическое смещение полосы ФЛ СС обусловлено заполнением экспоненциальных «хвостов» плотности флукуационных состояний с ростом стационарной концентрации носителей заряда [5,6]. Отсутствие смеще-

ния полосы ФЛ КТ при изменении P_{ex} обусловлено сильной локализацией носителей заряда в КТ, блокирующей обмен носителями заряда между КТ. В соответствии с результатами работы [6], наблюдаемые законы смещения полос ФЛ КТ и СС позволяют отнести КТ и СС к структурам с энергетическим спектром первого рода. Это хорошо согласуется с результатами исследования InAs/AlAs гетероструктур, выращенных на согласованных GaAs подложках [3,4].

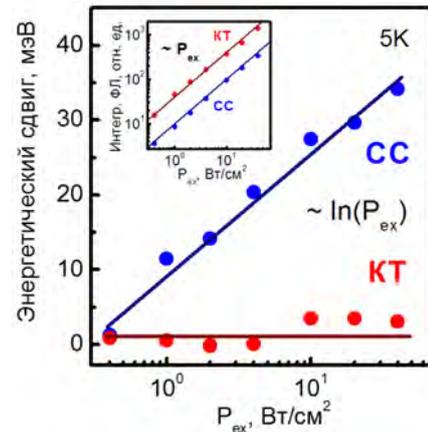


Рис. 2. Смещение полос ФЛ КТ и СС в зависимости от P_{ex} . На вставке зависимости интегральной интенсивности ФЛ от P_{ex}

Заключение

Получены гетероструктуры с InAs/AlAs КТ, выращенными на GaAs/Si эпитаксиальных слоях. Обнаружена низкотемпературная ФЛ, связанная с рекомбинацией носителей заряда в КТ и в СС. Показано, что КТ и СС характеризуются энергетическим строением первого рода. Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 17-72-10038).

Литература

1. Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков // УФН 178, 459 (2008).
2. Д.С. Абрамкин и др. // Автометрия, 2018. Принято.
3. T.S. Shamirzaev et. al. // Phys. Rev. B **78**, 085323 (2008).
4. T.S. Shamirzaev et. al. // Phys. Rev. B **76**, 155309 (2007).
5. J.L. Duarte et. al. // Phys. Rev. B. **77** 165322 (2008).
6. Д.С. Абрамкин и др. // Изв. РАН 81, 1054 (2017).

Массивные дираковские фермионы в одномерных мезоскопических кольцах с неоднородностями

Е.С. Азарова*, Г.М. Максимова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022.

*azarova.ekaterin@yandex.ru

Рассмотрено влияние локальной неоднородности на структуру энергетических уровней и персистентные токи (ПТ) в графеновых и силициновых кольцах в присутствии магнитного поля. Показано, что наличие дефекта в графеновом кольце приводит к антикроссингу уровней и к появлению уровней, почти не зависящих от магнитного потока Φ , что вызывает уменьшение ПТ и сглаживание его зависимости от Φ . Для силицинового кольца в поперечном электрическом поле возникают две группы уровней, характеризующихся различными спин-долинными индексами, пересечение которых вызывает скачки персистентного тока $J(\Phi)$.

Введение

С момента открытия эффекта Ааронова-Бома и первого его наблюдения кольцевые устройства продолжают привлекать к себе внимание исследователей. В течение последних десяти лет появилось множество работ, посвященных кольцевым графеновым наноструктурам [см., например, 1–4]. Первые осцилляции проводимости Ааронова-Бома на графеновом кольце были зарегистрированы Руссо с соавторами [3]. В ряде теоретических работ исследовались электронные спектры в графеновых кольцах различной геометрии.

В данной работе рассматривается влияние неоднородности на одноэлектронные уровни энергии в квантовых кольцах на основе щелевого графена и силицена в присутствии магнитного поля.

Метод расчета

Эффективный одномерный (1D) гамильтониан для дираковских электронов в кольце радиуса R

имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hbar v_F}{R} \left[\sigma_\theta \left(i \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) + i \frac{\sigma_r}{2} + \sigma_z \Delta + IV(\theta) \right], \quad (\Phi 1)$$

где

$$\sigma_r = \sigma_x \cos \theta - \eta \sigma_y \sin \theta, \quad (\Phi 2)$$

$$\sigma_\theta = \sigma_x \sin \theta + \eta \sigma_y \cos \theta, \quad (\Phi 3)$$

v_F – скорость Ферми, $\sigma_{x,y,z}$ – матрицы Паули, $\eta = \pm 1$ – индекс долины, $V(\theta)$ – потенциал взаимодействия электрона с дефектом: $V(\theta) = V_0$ при $0 < \theta < \theta_v$ и $V(\theta) = 0$ при $0 < \theta < 2\pi$. Щель в графене Δ может возникать, например, вследствие взаимодействия с подложкой. В силицене этим параметром можно управлять с помощью электрического поля E_z , так что $\Delta = \Delta_{si} = e l E_z - \eta s \lambda_{so}$ ($2l$ – смещение подрешеток, λ_{so} – константа спин-орбитального взаимодействия, $s = \pm 1$ – проекция спина). Уровни энергии гамильтониана ($\Phi 1$) периодичны по потоку Φ с периодом, равным кванту магнитного потока $\Phi_0 = \hbar/e$ и могут быть найдены из дисперсионного уравнения, аналогичного 1D модели Кронига-Пенни.

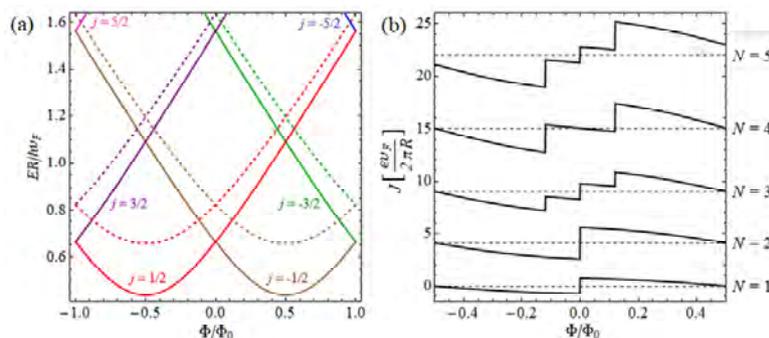


Рис. 1. (а) Энергетический спектр электронов в силициновом кольце с радиусом $R = 50$ нм при $e l E_z = 0,2 \lambda_{so}$, $\eta s = 1$ (сплошная линия) и $\eta s = -1$ (пунктирная линия); (б) персистентный ток

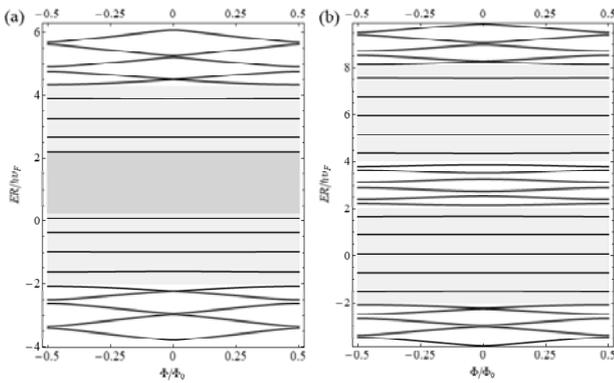


Рис. 2. Энергетический спектр как функция магнитного потока в графеновом кольце с единичным дефектом размером $\theta_v = \pi$, $V = 2.28$ (а) и $V = 6.07$ (б) при $\Delta = 2.01$

Результаты и обсуждение

Спектр идеального кольца ($V(\theta) = 0$) имеет вид:

$$E_{v,j} = v\sqrt{\Delta^2 + (j + \Phi/\Phi_0)^2}, \quad (\text{ф4})$$

где $v = \pm 1, j = \pm 1/2, \pm 1/3, \pm 1/5 \dots$. Для щелевого графена (и силицена при $E_z = 0$) уровни $E_{v,j}$ не зависят от спиновой и долинной поляризации и при произвольных Φ четырехкратно вырождены (при Φ кратных $\Phi_0/2$ возникает дополнительное вырождение, связанное с пересечением уровней и проявляющееся в скачках ПТ). Электрическое поле E_z приводит к появлению двух групп уровней для силицевого кольца, характеризующихся различными спин-долинными индексами ηs (рис. 1а). Результатом пересечения этих уровней при определенных значениях потока Φ^* являются дополнительные скачки персистентных токов $J(\Phi^*)$ в таком кольце (рис. 1б). Наличие неоднородности (области с $V \neq 0$) в кольце из щелевого графена приводит к антикроссингу уровней и появлению уровней, почти не зависящих от величины магнитного потока (рис. 2). Последние отвечают состояниям, локализованным в яме, которая может быть как в области дефекта ($-\Delta < E < V - \Delta$), так и в «свободной» области (при $\Delta < E < V + \Delta$) (рис. 2а). Персистентные токи отражают эти особенности спектра (рис. 3). Их величина уменьшается (по сравнению с идеальным кольцом), исчезают скачки, т.е. зависимость $J(\Phi)$ становится более гладкой, для электронов, локализованных на «ямных» уровнях, персистентные токи пренебрежимо малы (см. рис. 3 для $N = 8, \theta_v = \pi$). Для неоднородного силицевого кольца по-прежнему возможно пересечение уровней с различными спин-долинными индексами ηs

при определенных значениях Φ , и, соответственно, появление скачка на зависимости $J(\Phi)$.

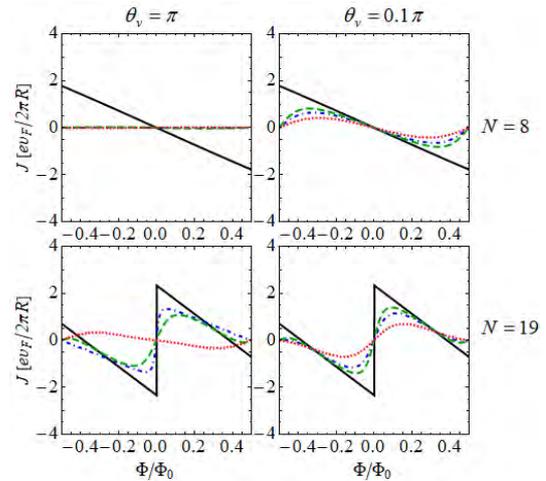


Рис. 3. Персистентный ток как функция Φ/Φ_0 в графеновом кольце с единичным дефектом при $\Delta = 2.01$, $V = 0$ (сплошная линия), $V = 1.52$ (штриховая линия), $V = 2.28$ (штрихпунктирная линия) и $V = 5.315$ (пунктирная линия)

Нами также получено дисперсионное уравнение для нахождения энергетического спектра неоднородного кольца с произвольным числом локальных дефектов, периодически распределенных вдоль него. Такая сверхрешетка может быть сформирована, например, адсорбированными атомами или примесями [5], или же локальный потенциал может создаваться с помощью управляющих электродов [6].

Работа поддержана грантом Минобрнауки РФ (задание № 3.2637.2017/4.6) и Фондом развития теоретической физики «БАЗИС».

Литература

1. P. Recher et. al. // Physical Review B, V. 76, 235404 (2007).
2. D.R. da Costa et al. // Physical Review B, V. 89, 075418 (2014).
3. S. Russo et al. // Physical Review B, V. 77, 085413 (2008).
4. D. Smirnov, H. Schmidt and R.J. Haug // Applied Physics Letters, V. 100, 203114 (2012).
5. D.M. Eigler and E.K. Schweizer // Nature, V. 344, P. 524 (1990).
6. B. Özyilmaz et. al // Applied Physics Letters, V. 91, 192107 (2007).

Эффект поля в пленках PbSnTe:In с низкой проводимостью в режиме инжекции из контактов и ограничения тока пространственным зарядом

А.Н. Акимов¹, А.Э. Климов^{1,2}, В.А. Лунегов¹, В.С. Эпов^{1,*}

1 ИФП СО РАН, ул. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 НГТУ, пр-т К.Маркса, 20, Новосибирск, 630073

*epov@isp.nsc.ru

Проведены исследования эффекта поля в пленках PbSnTe:In в режиме инжекции из контактов при $T = 4.2$ К. Наблюдалось сильное (до 4-х и более раз) изменение тока в эффекте поля при приложении магнитного поля до 0,2 Тл. Обсуждаются возможные механизмы модуляции тока, включая эффекты «переключения» тока.

Введение

В настоящее время повышенный интерес к исследованиям свойств поверхности твердого раствора $Pb_{1-x}Sn_xTe$ обусловлен, в частности, тем, что при определенных составах он проявляет свойства топологического кристаллического изолятора (ТКИ) [1]. При $x = 0$ (PbTe) статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon \sim 400$, а при $x > 0$ она может достигать $\epsilon \approx (10^3 - 10^4)$ и даже $\epsilon > 10^5$ вблизи температуры фазового перехода. Таким образом, она в $10^2 - 10^3$ и более раз превышает ϵ диэлектриков, обычно используемых в МДП структурах. Это принципиально ограничивает возможности исследовании свойств поверхности PbSnTe емкостными методами. Кроме этого, существуют проблемы получения диэлектрика на поверхности PbSnTe с требуемыми электрической прочностью, адгезией, стойкостью к термоциклированию и с низкой плотностью состояний на границе раздела. В методе эффекта поля (ЭП) емкость диэлектрика может быть сколь угодно малой, важна лишь его электрическая прочность (напряженность поля пробоя диэлектрика $E_{\text{макс}}$). В этом случае в качестве диэлектрического слоя может быть использована относительно толстая изолирующая пленка, лежащая на свободной поверхности PbSnTe. В принципе, это позволяет наблюдать особенности ЭП, определяемые свойствами поверхности PbSnTe, связанными, например, с химическими обработками, ведущими к изменению состава, что важно при изучении свойств ТКИ. Следует подчеркнуть, что на момент начала данных исследований информация о наблю-

дении ЭП в PbSnTe:In отсутствовала. Предполагалось, что наблюдение ЭП проблематично как вследствие большой ϵ в PbSnTe:In, так и вследствие «стабилизации» уровня Ферми на поверхности по механизмам, аналогичным объемным.

Результаты и обсуждение

При $T = 4,2$ К были исследованы структуры на основе эпитаксиальных пленок (111)PbSnTe:In/BaF₂ толщиной порядка 1 – 2 мкм и состава $x \approx 0,27 - 0,32$. В качестве диэлектрика были использованы полипропиленовые и фторопластовые пленки толщиной 8 и 15 мкм с $E_{\text{макс}} > 10^6$ В/см. В структурах на основе PbSnTe:In впервые наблюдалось сильное (до 4-х и более раз, см. рис. 1 (с)) изменение тока в ЭП в режиме инжекции из контактов и токов, ограниченных пространственным зарядом. На рисунке 1 приведены примеры зависимости тока от напряженности электрического поля без магнитного поля и в поле 0,2 Тл для структуры с межэлектродным расстоянием 0,0064 см на основе пленки PbSnTe:In *p*-типа проводимости, а на рис. 2 показана ВАХ, полученная на данной структуре. Отсутствие на рисунке данных в области $E \approx (-0,1 - 0,1) \cdot 10^6$ В/см обусловлено особенностями использованного источника высокого напряжения и методики эксперимента. Направление изменения E показано стрелками возле кривых. Полученная ВАХ соответствует режиму инжекции из контактов и ограничения тока пространственным зарядом [2]. На ВАХ наблюдаются участки квадратичной зависимости тока от напряжения и участок быстрого нарастания тока в области полного заполнения ловушек (рис. 2).

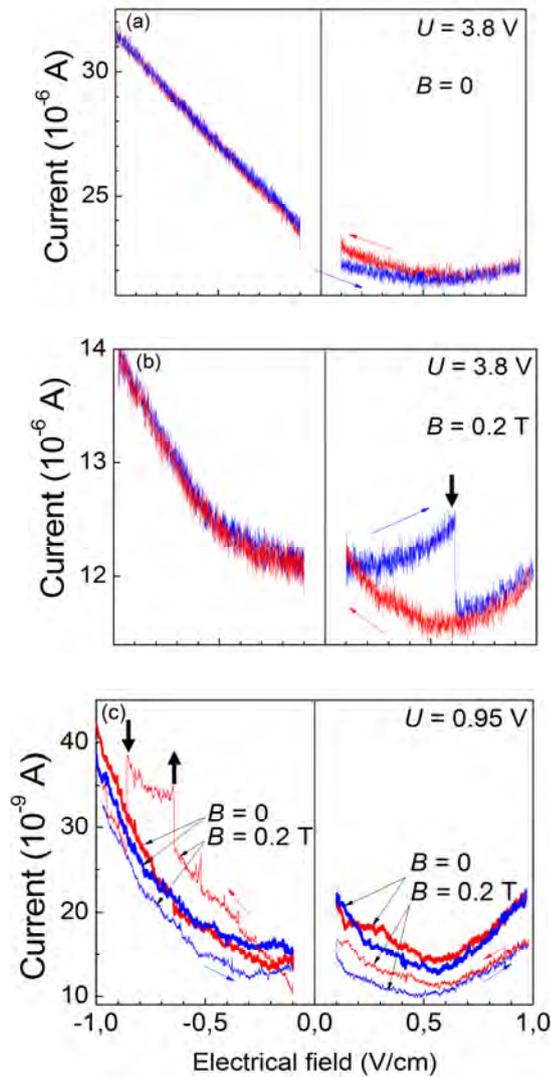


Рис. 1. Зависимости тока от электрического поля на электроде

В ходе измерений ЭП были выполнены контрольные измерения утечек на полевом электроде. Было обнаружено, что утечки (с учетом емкостных токов) не превышают 0,5 нА даже при максимальном напряжении на затворе 1500 В.

Обсуждаются связанные с поверхностью механизмы модуляции тока внешним электрическим полем, включая эффекты «переключения» (на рис. 1 показаны вертикальными стрелками), зависящие от магнитного поля. Анализ данных проводится с учетом результатов, полученных при исследовании поверхности другими методами [3].

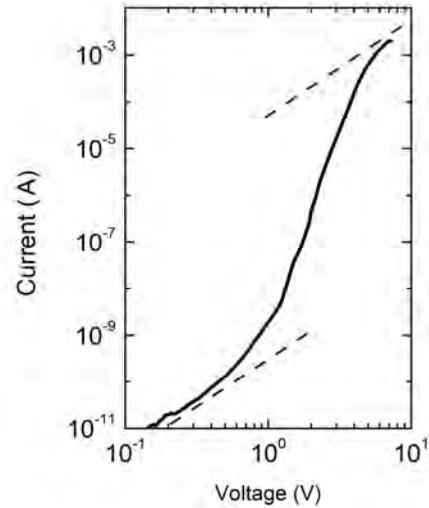


Рис. 2. ВАХ, полученная на структуре для исследования ЭП. Штриховые линии – зависимости $I \sim U^2$

Благодарность

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 17-02-00575.

Литература

1. T.H. Hsieh, H. Lin, J. Liu, W. Duan, A. Bansil and L. Fu // Nat. Commun., V. 3, 982–988 (2012).
2. A.E. Klimov, V.N. Shumsky // Physica B, V. 404, 5028–5031 (2009).
3. А.Э. Климов, В.С. Эпов // Письма в ЖЭТФ, Т. 106, 426–433 (2017).

Особенности получения III-N гетероструктур с использованием аммиачной и плазменной МЛЭ

А.Н. Алексеев, В.В. Мамаев, С.И. Петров*

ЗАО «НТО», 194156, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27.

* petrov@semiteq.ru,

Рассмотрены особенности получения нитридных НЕМТ гетероструктур методом аммиачной и плазменной МЛЭ. Показано влияние сверхрешеток на подвижность в двумерном электронном газе и плотность дислокаций.

Введение

Одной из основных проблем при изготовлении приборов на основе III-нитридов является отсутствие недорогих согласованных по параметру решетки подложек. Выращивание на рассогласованных подложках приводит к высокой плотности дислокаций в слоях GaN (10^9 - 10^{10} см⁻² для МЛЭ, 10^8 - 10^9 см⁻² для МОГФЭ), что усложняет задачу получения приборных гетероструктур. Более высокие значения плотности дислокаций при выращивании МЛЭ связаны с меньшей температурой роста, и соответственно худшей поверхностной подвижностью атомов на ростовой поверхности. Типичные значения подвижности электронов при комнатной температуре в слоях GaN, выращенных на сапфире с использованием буферных слоев находятся в диапазоне 250-350 см² для МЛЭ и 500-700 см² для МОГФЭ. При этом метод МЛЭ обладает рядом достоинств по сравнению с МОГФЭ, а именно: позволяет контролировать рост на уровне одного монослоя и получать резкие гетерограницы, обеспечивает высокую чистоту камеры роста и материала, предоставляет возможность построения высоковакуумных кластерных систем и др.

В настоящее время все большее число исследователей выбирают МЛЭ с плазменным источником азота, поскольку она более проста в обслуживании, а также обладает рядом особенностей, таких как возможность низкотемпературного роста и отсутствие водорода на ростовой поверхности. Однако в отличие от аммиачной МВЕ данный метод не позволяет заметно увеличить температуру роста и таким образом повысить качество материала.

Эксперимент

В настоящей работе представлены результаты использования обеих разновидностей МЛЭ (с использованием плазменной активации азота и аммиака), полученные на установке STE3N (ЗАО «НТО», SemiTEq). Выращивание высокотемпературных буферных слоев AlN при экстремально высокой температуре (до 1150⁰С) позволяет кардинально улучшить структурное совершенство всей гетероструктуры и слоев GaN в частности. Использование данного подхода вместе со сверхрешетками AlGaN/AlN позволило понизить плотность дислокаций в GaN до значений $9 \cdot 10^8$ - $1 \cdot 10^9$ см⁻², что привело к увеличению подвижности электронов в «объемном» GaN до 600-650 см²/Вс при концентрации электронов 3 - $5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Полученные значения плотности дислокаций и подвижности электронов в слоях GaN являются лучшими на сегодняшний день для метода МЛЭ и находятся в числе лучших для метода МОГФЭ. Экспериментальные значения подвижности и плотности дислокаций согласуются с данными расчетов. Использование указанных слоев GaN в двойной гетероструктуре с барьерным слоем Al_xGa_{1-x}N (x = 0,25) позволило получить подвижность в двумерном электронном газе (ДЭГ) до 2000 см²/Вс на подложках сапфира и SiC.

Использование только высокотемпературных буферных слоев AlN без использования сверхрешеток также приводит к заметному улучшению структурного совершенства, но не такому существенному как в случае использования обоих подходов. Плотность дислокаций в слоях GaN оценивается до $(3$ - $4) \cdot 10^9$ см⁻².

Подвижность в гетероструктурах с ДЭГ, выращенных с использованием только высокотемпературных буферных слоев достигает 1500-1600 см²/В·с. Важно отметить, что получение таких буферных слоев трудно реализовать в плазменной МЛЭ, поскольку для двумерного режима роста AlN необходим Al-обогащенный режим, а десорбция алюминия становится существенной при температуре подложки более 900°С.

Использование буферных слоев AlN, выращенных при помощи плазменной МЛЭ на температуре 850-880°С вместе со сверхрешетками позволяет получить подвижность в ДЭГ на уровне 900-1200 см²/В·с, что связано по всей видимости с повышенной плотностью дислокаций ($5 \cdot 10^9$ - $7 \cdot 10^9$ см⁻²). При этом плазменная МЛЭ является более эффективным методом для получения эффективного легирования, а также выращивания слоев InN.

Использование гетероструктур, выращенных с использованием аммиака на подложках SiC в ЗАО «Светлана-РОСТ» позволило достигнуть в СВЧ транзисторах плотность мощности до 5,5 Вт/мм и до 3,5 Вт/мм на частотах 4 ГГц и 10 ГГц соответственно.

Al _{0,3} Ga _{0,7} N	Al _{0,3} Ga _{0,7} N	Al _{0,3} Ga _{0,7} N
GaN 150 нм	GaN 150 нм	GaN 150 нм
градиент AlGaN/GaN	градиент AlGaN/GaN	градиент AlGaN/GaN
Al _{0,3} Ga _{0,7} N	Al _{0,3} Ga _{0,7} N	Al _{0,3} Ga _{0,7} N
сверхрешетка AlN/AlGaN	градиент AlN/AlGaN	сверхрешетка AlN/AlGaN
AlN 200 нм 1150°С	AlN 200 нм 1150°С	AlN 200 нм 850-880°С
Al ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	Al ₂ O ₃

Рис. 1. Конструкция гетероструктуры

Заключение

Показано, что увеличение температуры роста буферного слоя и оптимизация конструкции гетероструктуры позволяют снизить плотность дислокаций в слоях GaN на 1-1,5 порядка, что приводит к увеличению подвижности в двумерном газе в 2 раза, до значений 2000 см²/В·с. Использование таких гетероструктур в СВЧ транзисторах позволило достигнуть плотностей мощности 5,5 Вт/мм и 3,5 Вт/мм на частотах 4 ГГц и 10 ГГц соответственно.

Темп излучательной рекомбинации в квантовых ямах HgTe гетероструктур CdHgTe/HgTe

В.Я. Алешкин^{1,*}, А.А. Дубинов¹, С.В. Морозов¹, В.В. Румянцев¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*aleshkin@ipmrasmail.ru,

В рамках модели Кейна вычислены зависимости темпов излучательной рекомбинации в квантовых ямах с толщиной меньшей критической от концентрации основных носителей заряда. Показано, что наличие боковых экстремумов в верхней валентной подзоне приводит к немонотонной зависимости темпа излучательной рекомбинации при больших концентрациях электронов и дырок.

Введение

Ширина запрещенной зоны твердого раствора CdHgTe может изменяться от 0 до 1.6 эВ, что делает этот материал привлекательным для создания фотоприемников, светодиодов и лазеров среднего и дальнего ИК диапазонов. Серьезным препятствием для создания эффективных диодов и лазеров на основе этого материала является Оже-рекомбинация. Недавно экспериментально было обнаружено, что в квантовых ямах HgTe рекомбинация идет в основном за счет излучательного механизма и механизма Шокли-Рида-Холла [1], т.е. Оже-рекомбинация подавлена. Эта особенность открывает возможность продвижения светодиодов и лазеров в дальний ИК диапазон на основе подобных структур. К настоящему времени обнаружено стимулированное излучение из подобных структур с длиной волны до 19 мкм [2]. Однако в литературе отсутствуют результаты расчетов темпов излучательной рекомбинации в таких структурах. Данная работа призвана восполнить этот пробел.

Модель расчета

Расчет проводился в трех зонной модели Кейна 8x8 с учетом деформационных эффектов, понижения симметрии на гетерограницах (слагаемое Ивченко) и отсутствия центра инверсии (слагаемое Дресельхауза). Структура предполагалась выращенной на плоскости (013) с постоянной решетки в плоскости роста, соответствующей CdTe, поскольку это соответствует большинству структур, на которых проводились эксперименты по измерению времен жизни [1]. Параметр Ивченко был подобран таким образом, чтобы результат расчета спектра ямы с кри-

стической толщиной совпадал с результатом расчета в приближении сильной связи [3]. Явный вид гамильтониана Кейна для рассматриваемых структур приведен в работе [4], а слагаемого Ивченко — в [5]. На рис. 1 приведены электронные спектры 3.5 нм и 5 нм квантовых ям, вычисленные для температуры T=4.2 К.

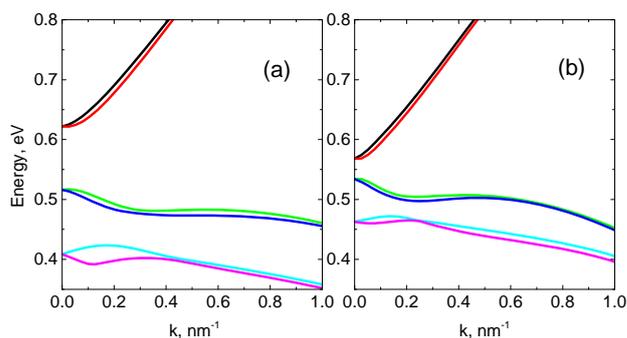


Рис. 1. Электронный спектр 3.5 нм (а) и 5 нм (б) квантовых ям HgTe, окруженных барьером Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te. Волновой вектор k направлен по диагонали между направлениями [100] и [03-1]

Важной особенностью спектра 5 нм квантовой ямы является присутствие боковых экстремумов в двух верхних дырочных подзонах размерного квантования. В 3.5 нм КЯ также имеются боковые экстремумы, однако они не так ярко выражены. Кроме того плотность состояний в 3.5 нм КЯ в двух верхних дырочных подзонах в долине около k=0 выше, чем таковая в 5 нм КЯ.

Для вычисления темпа излучательной рекомбинации было использовано следующее выражение в полупроводнике p-типа или случая когда n=p:

$$\tau^{-1} = \sum_{i,j} \int d^2k W_{i,j}(\mathbf{k}) f_i(\mathbf{k})(1 - f_j(\mathbf{k})) / \sum_i \int d^2k f_i(\mathbf{k})$$

где $f_i(\mathbf{k})$ и $f_j(\mathbf{k})$ — функции распределения электронов в i -й электронной и j -й дырочной подзонах, $W_{i,j}(\mathbf{k})$ — частота спонтанных излучательных переходов электронов из i -й подзоны в j -ю подзону.

На рис. 2, 3 приведены зависимости темпа излучательной рекомбинации для 3.5 нм и 5 нм КЯ от концентрации основных носителей для четырех температур.

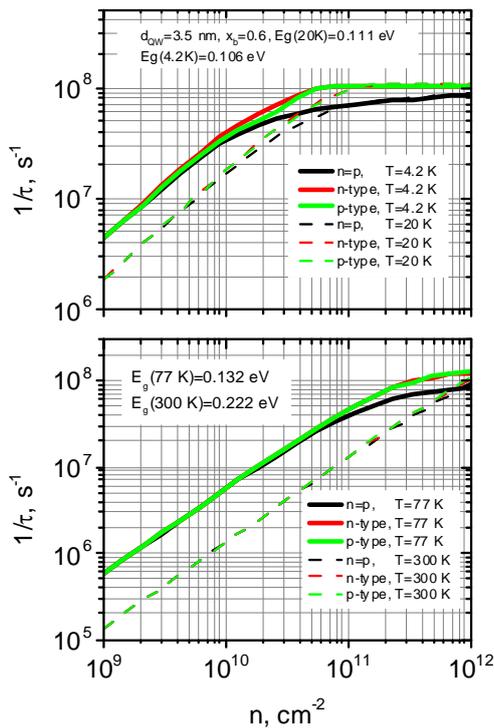


Рис. 2. Темп излучательной рекомбинации в 3.5 нм КЯ

Из рис. 3 видно, что при низких температурах зависимость темпа излучательной рекомбинации в случае $n = p$ для 5 нм ямы немонотонная. Падение темпа с увеличением концентрации связано с заполнением дырками боковых экстремумов, из которых рекомбинация затруднена, поскольку отсутствуют электроны с соответствующими импульсами в подзонах зоны проводимости. В 3.5 нм квантовой яме эта особенность отсутствует.

Из рис. 2,3 также видно, что с увеличением температуры при низких концентрациях основных носителей темп излучательной рекомбинации уменьшается. Это обусловлено уменьшением вероятности заполнения состояний основными носителями. Напротив, при больших концентрациях основных носителей темп излучательной рекомбинации рас-

тет с увеличением температуры. Этот рост связан с увеличением ширины запрещенной зоны и связанным с этим увеличением $W_{i,j}(\mathbf{k})$. Из сравнения рисунков видно, что в более узкой яме темп излучательного перехода выше, что также связано с увеличением эффективной ширины запрещенной зоны с уменьшением толщины КЯ, и, как следствие, ростом $W_{i,j}(\mathbf{k})$.

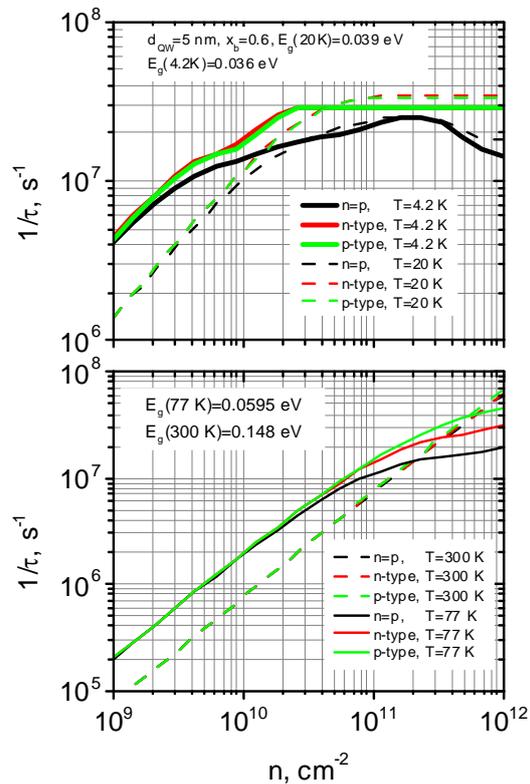


Рис. 3. Темп излучательной рекомбинации в 5 нм КЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-02-00362).

Литература

1. В.В. Румянцев, А.В. Иконников, А.В. Антонов, и др. // ФТП, **47** (11), 1446 (2013).
2. S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, M.A. Fadeev, et. al. //Appl. Phys. Lett. **111**, 192101 (2017).
3. S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon, et. al. // Phys. Rev. B., **91**, 081302 (2015).
4. M.S. Zholudev, A.V. Ikonnikov, F. Teppe et. al. // Nanoscale Res. Lett. **7**, 534 (2012)
5. G.M. Minkov, V.Ya. Aleshkin, O.E. Rut et al. // Phys. Rev. B., **96**, 035310 (2017).

Транспорт в алмазных вертикальных диодах

И.В. Алтухов¹, М.С. Каган¹, С.К. Папроцкий¹, Н.Б. Родионов², А.П. Большаков³,
В.Г. Ральченко³, Р.А. Хмельницкий^{1,2,3,4}

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

² Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований «ТРИНИТИ», Москва, Троицк

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

⁴ Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва

* roma@lebedev.ru

Исследованы вертикальные диодные структуры на основе монокристаллического алмаза с контактами Шоттки (m-i-p⁺) и омическими при комнатной температуре. Измерены вольтамперные характеристики на постоянном токе и в импульсном режиме в электрических полях вплоть до 5×10^5 В/см. Идентифицированы механизмы проводимости при различных напряжениях. Определены концентрации примесей и носителей заряда в активном слое, оценены времена рекомбинации дырок. Изучена ударная ионизация акцепторов бора.

Введение

Анализ свойств алмаза как полупроводникового материала и достижений в области электроники на алмазе показывает его перспективу для высокочастотной, мощной и радиационно-стойкой электроники [1]. Большая энергия активации акцепторной примеси бора (0,36 эВ) делает материал p-типа слишком высокоомным для создания электронных приборов. Увеличение концентрации бора уменьшает энергию активации и увеличивает концентрацию дырок, но при этом сильно снижается подвижность дырок [2]. Поэтому наиболее перспективны приборы с вертикальной структурой, в которых можно реализовать низкое сопротивление слоёв алмаза [3].

Образцы и методика

Использовались номинально нелегированные (i-тип) эпитаксиальные алмазные плёнки толщиной 10-12 мкм, выращенные методом парофазного химического осаждения на подложках с ориентацией (100), сильно легированных бором ($\sim 2 \times 10^{19}$ см⁻³) Подложки вырезаны из кристаллов алмаза (p+-тип), синтезированных методом высокого давления / высокой температуры (HPHT). Методом магнетронного напыления с обеих сторон пластин были нанесены контакты толщиной ~ 35 нм. В качестве материала контактов использовалась либо Pt, образующая барьер Шоттки к материалу p-типа, или же сплав Ni-W, дающий омический контакт. Высокоомная алмазная плёнка i-типа является активным слоем вертикальной диодной структуры.

Ёмкости структур, измеренные на частоте 1 МГц при нулевом смещении, практически совпадали с геометрическими и очень слабо зависели от напряжения. Это значит, что обедненный приконтактный слой был существенно тоньше, чем толщина алмазной плёнки. К образцам прикладывались либо постоянное напряжение, либо треугольные импульсы напряжения с временем нарастания 0.5-1 мкс и частотой повторения 1 - 100 Гц. Из зависимостей напряжения и тока от времени восстанавливались вольтамперные характеристики (ВАХ) Измерения проводились при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены ВАХ структуры с контактом Шоттки, измеренные при приложении постоянного или импульсного (80 мксек) напряжения. Статические ВАХ резко асимметричны при разных полярностях приложенного напряжения, что связано с асимметрией m-i-p - структуры: при полярности, когда контакт к высокоомному i-слою включен в заперном направлении (минус на подложке, кривая 2), ток через структуру примерно на три порядка меньше, чем при противоположной полярности (кривая 1). Импульсные ВАХ (кривые 3, 4) кардинально отличаются от статических. Во-первых, имеется область напряжений (примерно от 0.05 до 1.5 В), где токи в обеих полярностях совпадают, а во вторых, в значительном интервале напряжений ВАХ линейны. Это объясняется тем, что при импульсном напряжении из-за ёмкости закорачиваются контакты Шоттки и все приложенное напряжение падает на высокоомном слое алмаза.

По величине омической проводимости можно оценить концентрацию p свободных носителей в этом слое и, соответственно, концентрацию N_B нейтральных атомов акцепторной примеси бора. Принимая значение подвижности дырок $\sim 1000 \text{ см}^2/\text{В сек}$ [4], получим $p \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ и соответственно, $N_B \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

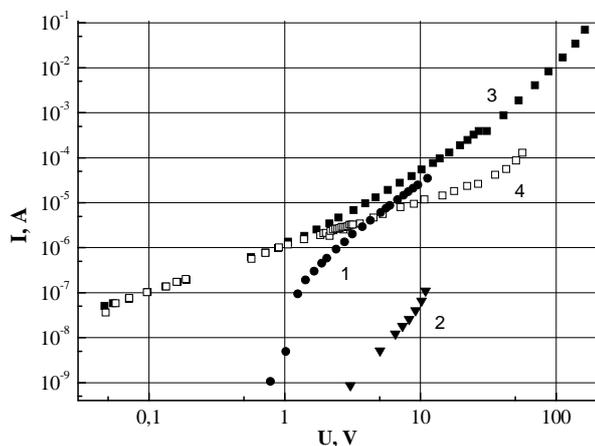


Рис. 1. Статические (кривые 1, 2) и импульсные (3, 4) ВАХ структуры. (1, 3 - положительная полярность напряжения; 2, 4 - отрицательная полярность)

При увеличении напряжения (или амплитуды импульсов) линейная зависимость тока от напряжения переходит в квадратичную, соответствующую монополярной инжекции. При отрицательной полярности напряжения на подложке инжекция дырок, естественно, начинается при больших напряжениях. Напряжение перехода от линейной к квадратичной зависимости дает возможность оценить время рекомбинации дырок на атомах бора. Инжекция начинается при выполнении условий $v\tau_M > L$ и/или $v\tau > L$. Здесь $v = \mu E$ - скорость дрейфа, μ - подвижность носителей, E - электрическое поле, τ_M и τ - времена диэлектрической релаксации и рекомбинации, L - длина образца. Первое условие для наших образцов не выполняется из-за малой концентрации. Используя второе условие, можно оценить рекомбинационное время дырок τ , которое оказалось равным $\sim 10^{-9}$ с.

ВАХ для алмазной структуры с омическими контактами приведена на рис. 2 для двух полярностей напряжения. Измерения проведены в режиме заданного тока во избежание необратимого пробоя образца при высоких напряжениях.

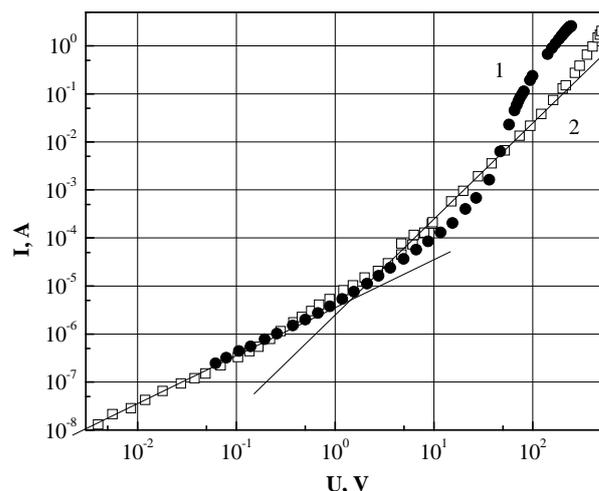


Рис. 2. Импульсные ВАХ структуры с омическими контактами. 1 - положительная, 2 - отрицательная полярность напряжения

При положительной полярности напряжения, начиная с напряжений $\sim 30 \text{ В}$ ($\sim 30 \text{ кВ/см}$), происходит ударная ионизация примеси. Основная особенность пробоя примеси в наших образцах - отсутствие S-образного участка на ВАХ, наблюдавшегося, например, в [5]. Обычно S-образную ВАХ при пробое водородоподобной примеси связывают с наличием возбужденных состояний, по лестнице которых происходит каскадный захват носителей, ионизованных полем с основного состояния, а поле их пробоя существенно меньше, чем для основного. В нашем случае большое пробойное поле приводит к тому, что все возбужденные состояния оказываются в сплошном спектре валентной зоны из-за эффекта Френкеля-Пула - понижения кулоновского потенциала примеси внешним электрическим полем.

Литература

1. R.S. Balmer et al. // *Phil. Trans. R. Soc. A*, V. 366, 251 (2008)
2. K. Thonke // *Semicond. Sci. Technol.* V. 18, S20 (2003)
3. C. Raynaud // *Diam. Relat. Mater.*, V. 19, 1 (2010)
4. J. Isberg. In "CVD Diamond for Electronic Devices and Sensors". Sussmann R.S. (ed). (Wiley & Sons, Ltd., 2009)
5. V. Mortet et al. // *Appl. Phys. Lett.*, V. 108, 152106 (2016)

Электрические домены в сверхрешетках GaAs/AlAs с распределенным ТГц резонатором

И.В. Алтухов¹, М.С. Каган¹, С.К. Папроцкий¹,
Н.А. Хвальковский¹, И.С. Васильевский², А.Н. Виниченко²

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

*kagan@cplire.ru

Изучена перестройка режимов доменной неустойчивости в резонаторных структурах на основе короткопериодных сверхрешеток (СР) GaAs/AlAs как при самовозбуждении ТГц резонатора, так и в его отсутствие. Обнаружен гистерезис тока при прямой и обратной развертке напряжения, который вызван переходом между режимами со статическим и движущимся доменом. Серия максимумов на вольтамперных характеристиках СР в режиме доменной неустойчивости связывается с резонансным туннелированием через несколько барьеров внутри треугольного домена сильного поля.

Введение

Ранее было обнаружено влияние ТГц резонатора на электронный транспорт в сверхрешетках (СР) GaAs/AlAs с движущимися доменами и получены данные, указывающие на возбуждение резонатора за счет отрицательного сопротивления СР с доменами [1]. В настоящем сообщении приведены результаты исследования туннельного тока в короткопериодных СР при комнатной температуре при перестройке режимов доменной неустойчивости.

Образцы и методика

Сверхрешетки GaAs/AlAs, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии, содержали 100 периодов 4 нм GaAs/2 нм AlAs, расположенных между сильно легированными верхним контактным слоем n^+ -GaAs ($n=1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) и подложкой n^+ -GaAs ($n=2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Концентрация доноров в СР составляла $(1-2) \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. С помощью электронной литографии изготовлены меза-структуры в форме колец диаметром 10-15 мкм и шириной кольца 0.8-1.5 мкм. Кольцевой металлический контакт к структуре формировал также распределенный ТГц резонатор на длины волн в свободном пространстве 110 - 160 мкм. В таких резонаторах эффективно возбуждаются моды, в которых электрическое поле электромагнитной волны направлено поперек слоев, а волна распространяется вдоль периметра кольца. Для подвода напряжения использовалась полосковая линия, соединяющая кольцевой контакт с контактной площадкой. Фото структуры приведено на рис. 1.

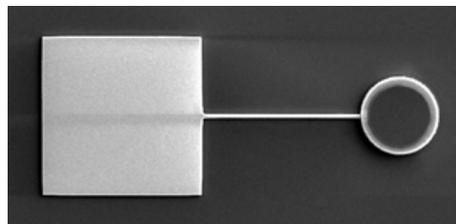


Рис. 1. Резонаторная структура с токоподводом

К образцам прикладывались треугольные импульсы напряжения с временем нарастания 0.5-1 μs . Из зависимостей напряжения и тока от времени восстанавливались вольтамперные характеристики (ВАХ) при прямой и обратной развертке напряжения. Измерения проводились, в основном, при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

На ВАХ СР GaAs/AlAs в режиме резонансного туннелирования (рис.2) при некотором пороговом напряжении наблюдается резкое падение тока (до 2-х раз), которое связано с образованием движущихся доменов сильного поля. Домены возникают из-за наличия отрицательной дифференциальной проводимости в некоторой области напряжений при резонансном туннелировании электронов (механизм Esaki-Tsu).

Оценки величин полей вне и внутри движущегося домена, проведенные по экспериментальным ВАХ, показывают, что механизмы проводимости в областях слабого и сильного поля существенно различны: вне домена проводимость минизонная (резонансное туннелирование Эсаки – Цу), а внутри домена проводимость происходит за счет последова-

тельного нерезонансного туннелирования (sequential tunneling).

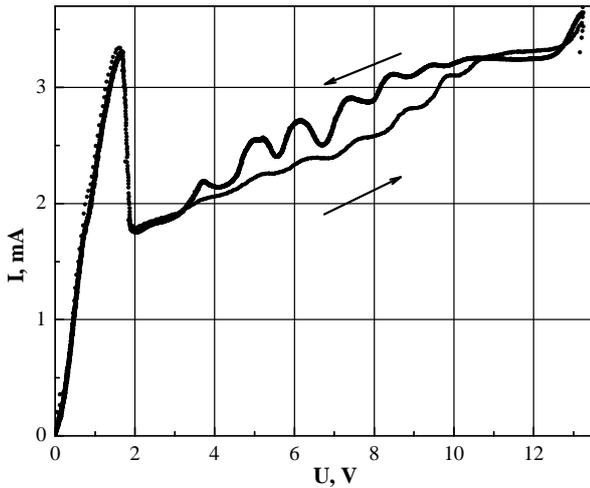


Рис. 2. ВАХ сверхрешеток GaAs/AlAs. $T = 300\text{K}$

При дальнейшем увеличении напряжения наблюдается рост (в среднем) тока, что свидетельствует о треугольной форме дипольного домена: отрицательный заряд на одной из границ домена (в одной квантовой яме) создается свободными электронами (концентрация которых примерно на порядок больше концентрации доноров), что обеспечивает необходимый скачок поля, а положительный заряд на другой границе – положительно заряженными донорами. Из-за полного опустошения доноров, собственно, и появляется линейный участок зависимости поля от координаты.

При напряжениях выше порогового, т.е. в присутствии электрических доменов, наблюдаются следующие особенности. Во-первых, гистерезис тока при прямой и обратной развертке напряжения.

Форма петли гистерезиса зависит от пикового напряжения в треугольном импульсе. Максимальный размер петли наблюдается при напряжении, когда ток достигает максимума на ВАХ. В этом

случае появляется участок с насыщением тока (см. кривые при 11.7 В на рис. 2), протяженность которого существенно больше при обратной развертке. Гистерезис связывается с переходом от режима с движущимся доменом к статическому при прямой развертке напряжения и обратным переходом при обратной развертке.

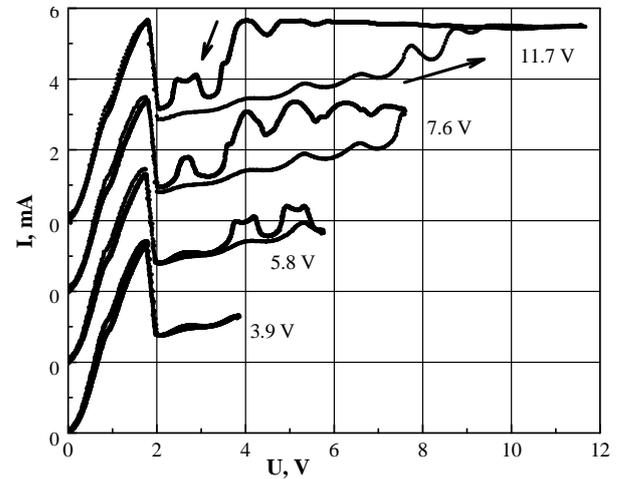


Рис. 3. ВАХ СП GaAs/AlAs при прямой и обратной развертке напряжения при разных его пиковых значениях. $T=300\text{K}$. Кривые смещены по вертикали для наглядности.

На участке роста тока наблюдается серия максимумов, которые не зависят от частоты ТГц резонатора (положения максимумов в резонаторах (кольцах) разных размеров совпадают).

Сложная эволюция тока через СП (рис. 3) связывается с перестройкой режимов доменной неустойчивости в зависимости от напряжения.

Литература

1. И.В. Алтухов, М.С. Каган, С.К. Папроцкий и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 103, 128 (2016).

Стимулированное излучение в монокристаллическом нитриде индия

Б.А. Андреев^{1, а}, К.Е. Кудрявцев^{1,2}, А.Н. Яблонский¹, Д.Н. Лобанов¹, П.А.Бушуйкин¹,
Л.В. Красильникова^{1,2}, А.В. Новиков^{1,2}, В.Ю. Давыдов³, З.Ф. Красильник^{1,2}

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

² Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021

^аboris@ipmras.ru

Получено стимулированное излучение на межзонных переходах в монокристаллических эпитаксиальных слоях нитрида индия с концентрацией равновесных электронов $n_e = 0.3 \div 20 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Линии стимулированного излучения наблюдались в интервале температур от 8 до 215 К в диапазоне длин волн $\lambda = 1.662 \div 1.896 \text{ мкм}$ при возбуждении импульсным лазером. Порог перехода к стимулированной эмиссии составлял от 4 до $\sim 45 \text{ кВт/см}^2$ в зависимости от параметров эпитаксиальных слоев и температуры образца.

Введение

Светодиоды и лазеры на основе III-нитридов привлекают большое внимание вследствие огромного потенциала применений этих устройств, излучение которых перекрывает диапазон от ультрафиолетового до инфракрасного. Прямозонный полупроводник InN, чья ширина запрещенной зоны лежит в ближнем ИК диапазоне ($E_g = 0.67 \text{ eV}$) [1] исключительно востребован в качестве источника и приемника излучения. Трудности технологии выращивания, связанные с отсутствием согласованных подложек и с низкой температурой разложения InN (470°C), приводят в конечном итоге к высокой концентрации дефектов, включая электрически активные [2,3]. В результате выращенные в настоящее время эпитаксиальные слои InN представляют собой вырожденный полупроводник с концентрацией электронов $\geq 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и плотностью дислокаций от 10^9 см^{-2} , что сдерживает работы по приборным применениям эпитаксиальных слоев InN. Несмотря на перечисленные проблемы, в последние годы были продемонстрированы возможности применения монокристаллического InN в качестве детектора инфракрасного излучения [4] и ряда устройств для терагерцового диапазона [5]. Были созданы и исследованы светодиоды на основе гетероструктур n-InN/p-GaN/Al₂O₃ и n-InN/p-NiO/p-Si излучающие на длине волны 1573 нм и 1565 нм соответственно [6,7]. Одним из важнейших шагов в развитии приборных применений InN представляется получение лазерной генерации. В данной работе приведены результаты реализации стимулированного излучения на межзонных переходах в монокристаллических

эпитаксиальных слоях n-InN при импульсной накачке в широком температурном интервале до 215 К.

Эксперимент

Монокристаллические слои InN были выращены в Корнельском университете [2] и в Институте физики микроструктур РАН [8] методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) с плазменной активацией азота на подложках Al₂O₃(0001) с буферными слоями AlN и GaN. Исследованные слои InN представляли собой вырожденный полупроводник с равновесной концентрацией электронов от $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Важную роль в реализации стимулированной эмиссии играла ростовая схема структуры, образующей, как показано на рисунке 1, асимметричный плоский волновод с хорошей локализацией моды TE₀ за счет разности показателей преломления активного слоя InN ($n=2.9$) и буферных слоев GaN/AlN ($n=2.3$ и 2.1 , соответственно).

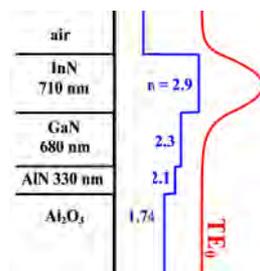


Рис. 1. Схема волноводной структуры InN с распределением показателей преломления и TE₀ моды

Спектры эмиссии регистрировались при возбуждении непрерывным лазером с мощностью до 500 мВт на длине волны 0.8 мкм или оптическим пара-

метрическим осциллятором, перестраиваемым по длине волны от 0.45 до 2.3 мкм с энергией до 3 мДж в импульсе длительностью 10 нс. Излучение накачки фокусировалось на поверхность волноводящего слоя InN в полосу шириной ~200 мкм и длиной до 10 мм. Вторичное излучение собиралось с поверхности образца в случае спонтанной эмиссии и с торца структуры при достижении стимулированной эмиссии и анализировалось с помощью решеточного спектрометра, снабженного многоэлементным диодным детектором InGaAs (0.8÷2.1 мкм).

Результаты и обсуждение

Все исследованные структуры InN/GaN/AlN/Al₂O₃ при непрерывной и слабой импульсной накачке демонстрировали интенсивную спонтанную люминесценцию при комнатной и более низких температурах с широким пиком вблизи энергии межзонных переходов InN (спектры 1 и 2 на рис. 2). Форма спектров, кинетика излучательных переходов, и эффективность спонтанной люминесценции исследовалась во многих работах (см. например [9,10]).

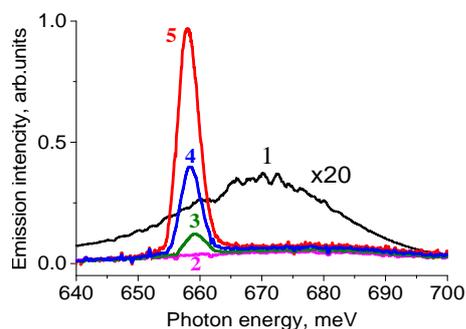


Рис. 2. Спектры спонтанной и стимулированной эмиссии при T=78K n-InN (GS1804) с $n_e=7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. 1) - возбуждение непрерывным лазером $\lambda=800 \text{ нм}$ (1 Вт/см²); 2-5) - импульсное возбуждение $\lambda=665 \text{ нм}$ (1860 meV) с энергией в импульсе- 23(2), 33 (3), 41 (4) и 52 (5) мДж. Интенсивность спектра 1) увеличена для наглядности

Качественные изменения в спектрах эмиссии ряда структур проявляются при импульсном возбуждении с увеличением плотности мощности накачки в длинном пятне фокусировки. Пороговым образом возникает доминирующая узкая линия эмиссии (спектры 3-5 на рис. 2), интенсивность которой увеличивается суперлинейно. Такие изменения спектра эмиссии характеризуют режим стимулированной эмиссии, порог которого в данном случае составляет $P_{II} \sim 5 \text{ кВт/см}^2$. Структуры, в которых удается наблюдать стимулированную эмиссию, показывают рост P_{II} с температурой и концен-

трацией свободных носителей. В таблице приведены положения линий стимулированной эмиссии для ряда исследованных структур. Их положение близко к положению максимумов спонтанной люминесценции. Минимальная пороговая плотность мощности накачки составляла 0.4 кВт/см² при T=8K и более 100 кВт/см² при T=215 K - максимальной температуре наблюдения стимулированной эмиссии в однопроходном режиме. В докладе обсуждается связь структурных и электрофизических параметров эпитаксиальных слоев InN с условиями реализации стимулированной эмиссии. Полученные результаты показывают возможность реализации на основе InN лазерных структур для ближнего ИК диапазона.

Таблица 1. Положение линий стимулированной эмиссии при T=78K в слоях n-InN с различной концентрацией электронов

Образцы	n_e (10^{18} см^{-3})	Линии стимул. эмиссии мэВ
N34 ¹	8	Не набл.
N36 ¹	7	747
N80 ¹	10	747
N81 ¹	18	755
GS2054 ²	0.3	Не набл.
GS2060 ²	0.4	655
GS2050 ²	0.6	659
GS1804 ²	0.7	658
GS1792 ²	1	672
GS2042 ²	1.4	665

¹ - ИФМ РАН, ² - Корнельский университет

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-29-03374 и 18-02-00711).

Литература

- V. Davydov et al. // Phys. Status Solidi B V.234, 787 (2002)
- H. Lu et. al. // Appl. Phys. Lett. V.77, 2548 (2000)
- L.F.J. Piper et al. // Appl.Phys. Lett. V.88, 252109 (2006)
- L.-H. Hsu et al. // Opt. Express V.23, 31150 (2015)
- H. Liu et al. // Adv. Opt. Mater. V.5, 1700178 (2017)
- G.-G. Wu et al. // Appl. Phys. Lett. V.100, 103504 (2012)
- Y. Zhao et al. // J. Lumin. V.173, 1 (2016)
- P.A. Bushuykin et al. // Semiconductors V.51, 1537 (2017)
- A.A. Klochikhin et al. // Phys. Rev. B, V.71, 195207 (2005)
- R. Intartaglia et al. // Appl. Phys. Lett. V.86, 142104 (2005)

Высокочастотные спектрометры нового поколения для ЭПР и ОДМР исследований полупроводников и наноструктур

А.Н. Анисимов^{1,*}, Р.А. Бабунц¹, А.Г. Бадалян¹, Е.В. Единач¹, А.С. Гурин¹, Ю.А. Успенская¹, Н.Г. Романов^{1,§}, П.Г. Баранов^{1,2}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251

*aan0100@gmail.com, §nikolai.romanov@mail.ioffe.ru

Разработана линейка высокочастотных спектрометров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР), выполненных на единой рабочей платформе с общим аппаратным и программным обеспечением, с использованием стандартного магнитооптического криостата замкнутого цикла и с возможностью регистрировать сигналы магнитного резонанса по микроволновому и оптическому каналам. В докладе представлены измерения спектров ЭПР и ОДМР различных конденсированных системах в 3 мм (95 ГГц) и 2 мм (130 ГГц) диапазонах.

Спектрометр ЭПР-ОДМР

Основой спектрометра являются специально разработанные микроволновые блоки, содержащие мощный высокостабильный генератор, супергетеродинный приемник и квадратурный детектор и микроволновая система, позволяющая исследовать образцы большого объема (до 10 мм³). Используется магнитооптический криостат замкнутого цикла. В спектрометре развертка магнитного поля и температуры осуществляется в диапазонах 0 – 7 Тл и 1.5 – 300 К. Общий вид спектрометра представлен на рис. 1.



Рис. 1. Общий вид микроволновой и криогенной частей спектрометра

Объекты исследования

В качестве объектов исследования были выбраны широкозонные полупроводники и диэлектрики: кристаллы AlN, ZnO, SiC, алмазы, кристаллы гранатов. Исследовались также и наноструктуры на их основе.

Экспериментальные результаты

Примеры измерений спектров ЭПР в непрерывном режиме (EPR), электронного спинового эха (ЭСЭ-ESE) и оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР-ODMR) в кристаллах AlN и иттрий-алюминиевого граната (YAG) приведены на рис. 2 и 3.

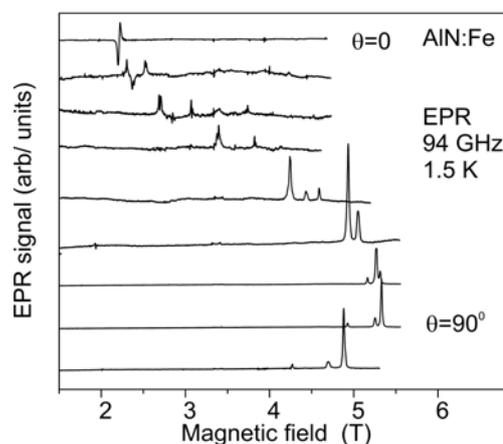


Рис. 2. Спектры ЭПР ионов Fe²⁺ в кристалле AlN, зарегистрированные в непрерывном режиме на частоте 94 ГГц при различных углах между направлением магнитного поля и осью C кристалла

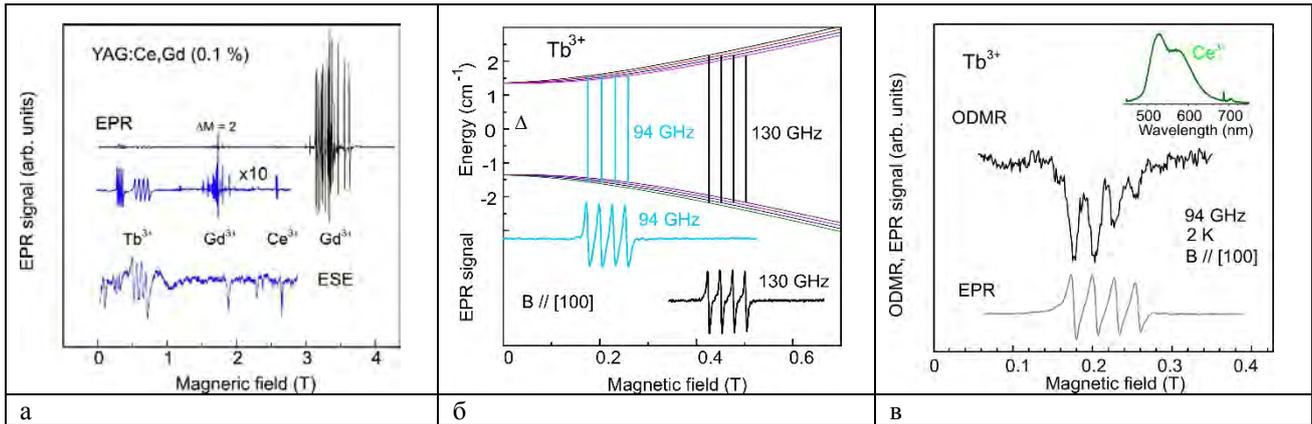


Рис. 3. а) Спектры ЭПР в непрерывном режиме (EPR) и спектры электронного спигового эха (ESE) на частоте 94 ГГц, зарегистрированные в кристалле YAG, содержащем примеси редкоземельных ионов. Обозначены сигналы ЭПР Gd³⁺, Ce³⁺ и Tb³⁺; б) Энергетические уровни и спектры ЭПР ионов Tb³⁺ в YAG на частотах 94 и 130 ГГц; в) Спектр ОДМР (ODMR), зарегистрированный по интенсивности фотолуминесценции ионов Ce³⁺ в YAG:Ce,Gd, спектр которой показан на вставке. Для сравнения приведен спектр ЭПР этих ионов

В кристаллах широкозонного полупроводника AlN были зарегистрированы спектры ЭПР, которые могут быть приписаны парамагнитным ионам Fe²⁺. Угловая зависимость спектров ЭПР показана на рис. 2. Ее анализ позволяет определить вид спигового гамильтониана.

$$\hat{H} = \mu_B [g_{\parallel} B_z \hat{S}_z + g_{\perp} (B_x \hat{S}_x + B_y \hat{S}_y)] + D \left[\hat{S}_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right]$$

Также в качестве объекта исследования были выбраны системы с четным числом электронов, Tb³⁺ (4f⁸), то есть, так называемые «некрамерсовы ионы» с суммарным целым спином, и системы с нечетным числом электронов, Ce³⁺ (4f¹) и Gd³⁺ (4f⁷) и суммарным полуцелым спином («крамерсовы ионы»), с принципиально отличающимися механизмами переходов ЭПР, что особенно важно при использовании импульсных методов. При регистрации ЭСЭ использовалась последовательность из двух импульсов $\pi/2$ (50 нс) и π (100 нс) разделенных интервалом времени $\tau=200$ нс. Сигнал ЭСЭ регистрировался через интервал времени τ после второго импульса. В ряде экспериментов также регистрировался сигнал затухания свободной прецессии (free induction decay, FID) после первого импульса.

Для ионов Tb³⁺ наблюдалась сверхтонкая структура из-за взаимодействия с ядерным спином, I = 3/2 изотопа ¹⁵⁹Tb (природное содержание 100 %). Расщепление их уровней в нулевом магнитном поле оказалось близким к величине энергии микроволнового кванта 94 ГГц. Обнаружено несколько типов центров Tb³⁺.

Было обнаружено влияние ЭПР ионов Tb³⁺ в YAG :Ce,Gd на интенсивность люминесценции ионов церия, возбуждаемую циркулярно-поляризованным светом, что позволило зарегистрировать ОДМР Tb³⁺ по люминесценции Ce³⁺. Спектр ОДМР показан на Рис. 3 в).

В докладе также будут показаны результаты по исследованию нанокристаллов ZnO.

Заключение

Разработанный спектрометр ЭПР-ОДМР особенно актуален для проведения исследований в следующих областях: разработка новых наноматериалов, фотовольтаика, спинтроника, биология, и наука о жизни, геновая инженерия, диагностика раковых заболеваний, фармацевтика, геология, дозиметрия и др. Спектрометр построен по блочно-модульному принципу, что позволяет расширить рабочие диапазоны частот.

Авторы благодарят ФЦП № 14.604.21.0200, RFMEFI60417X0200, за финансовую поддержку.

Спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниковых квантовых ямах с произвольным направлением роста

Д.М. Артамонов, А.Р. Зайнагутдинов, Д.А. Кулаков, В.Е. Дегтярев,
С.В. Хазанова, А.А. Конаков*

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

*konakov_anton@mail.ru

С использованием 8-зонной модели Кейна рассчитывается линейное по волновому вектору спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниковой квантовой яме на основе прямозонного полупроводника со структурой цинковой обманки, выращенной в произвольном кристаллографическом направлении $[h k l]$. Параметры спин-орбитального взаимодействия, которых в общем случае 6, изучаются в зависимости от параметров квантовой ямы и внешнего потенциала.

Введение и постановка задачи

Спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) в двумерных (2D) полупроводниковых системах, в частности, квантовых ямах (КЯ), изучается уже достаточно давно, однако ряд вопросов все еще остается малоизученным. В частности, обычно внимание уделяется расчету и исследованию СОВ в КЯ, выращенных в направлениях $[0 0 1]$ или $[1 1 0]$. Тем не менее, в последние годы активно изучаются КЯ HgTe/CdHgTe с направлением роста $[0 1 3]$, в которых линейное по волновому вектору СОВ является 6-параметрическим [1]. Кроме того, интерес представляет изучение 2D электронного газа со спиновой SU(2) симметрией [2]. В [3] нами была предсказана возможность реализации SU(2) симметрии в 2D электронном газе с линейным по волновому вектору СОВ общего вида, что может быть реализовано в КЯ с произвольным направлением роста. Однако в [4], напротив, утверждается, что в таких ямах устойчивые спиновые хеликсы не могут быть реализованы, что также мотивирует к детальному расчету параметров СОВ в КЯ с осью роста $[h k l]$.

Модель и результаты

Электронные состояния в КЯ на основе прямозонного полупроводника со структурой цинковой обманки рассчитываются и исследуются с использованием приближения огибающей функции и 8-зонной модели Кейна:

$$\left(\hat{H}_{8 \times 8}(k_x, k_y, -i \frac{\partial}{\partial z}) - \hat{1} e \varphi(z) \right) \Psi_{n,s}(k_x, k_y, z) =$$

$$= E_{n,s}(k_x, k_y) \Psi_{n,s}(k_x, k_y, z), \quad (1)$$

где $\hat{H}_{8 \times 8}(k_x, k_y, k_z)$ — гамильтониан Кейна 8×8 , зависящий от трехмерного квазиволнового вектора, n — номер подзоны размерного квантования, s означает проекцию спина, $\varphi(z)$ — внешний в общем случае нечетный потенциал. СОВ в КЯ с произвольным направлением роста получается из (1) посредством известного преобразования Фолди-Воутхайзена и усреднения вдоль направления роста. При этом удается выделить связь между 6 параметрами СОВ, направлением роста ямы и потенциалом $\varphi(z)$. В частности, интересно, что учет всех членов 3-его порядка малости позволяет рассчитать поправки к параметрам СОВ, одновременно обусловленные и асимметрией потенциала, и асимметрией элементарной ячейки кристалла. В узкой асимметричной яме они могут быть сопоставимы с вкладом от объемного гамильтониана Дрессельхауза, что ставит под сомнения предсказания, сделанные в [4].

Работа поддержана грантами РФФИ 16-07-01102 и 16-32-00712, а также грантом Президента РФ МК-6679.2018.2.

Литература

1. S.D. Ganichev, L.E. Golub // Phys. Status Solidi B, V. 251, 1801 (2014).
2. B.A. Bernevig, J. Orenstein, S.-C. Zhang // Phys. Rev. Lett., V. 97, 236601 (2006).
3. A.S. Kozulin, A.I. Malyshev, A.A. Konakov // J. Phys.: Conf. Series, V. 816, 012023 (2017).
4. M. Kammermeier, P. Wenk, J. Schliemann // Phys. Rev. Lett., V. 117, 236801 (2016).

Анализ оптического и токового ограничения в лазерах с волноводом из квантовых ям и потенциальными барьерами

А.А. Афоненко^{1*}, Д.В. Ушаков¹, В.Я. Алешкин², А.А. Дубинов², Н.В. Дикарева³, С.М. Некоркин³, Б.Н. Звонков³

¹ Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, Минск, 220030 Беларусь.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680, Россия.

³ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

*afonenko@bsu.by

Проведено моделирование характеристик лазеров с волноводом из квантовых ям. Найдено, что учет квантоворазмерного характера поглощения дает меньшее значение показателя преломления в квантовых ямах по сравнению с объемным полупроводником. Предложена структура с дополнительным блокирующим легированным барьерным слоем, позволяющим значительно снизить токи утечки при приемлемом снижении волноводного эффекта квантовых ям.

Введение

В лазерах с квантовыми ямами (КЯ) для создания волновода можно использовать разницу показателей преломления материала КЯ и окружающего полупроводника [1, 2]. Отсутствие широкозонных эмиттеров приводит к значительному уменьшению инжекционной эффективности структуры [3]. В данной работе рассматривается возможность блокирования утечек носителей заряда с помощью легированных широкозонных барьерных слоев, аналогично [4]. Предпочтительным было бы использование для этих целей нелегированной гетеросистемы, создающей барьер преимущественно в зоне проводимости и не увеличивающей внутренние потери как при легировании. Однако исследования [5] выявили неэффективность барьерного слоя $\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.38}\text{In}_{0.2}\text{As}$, дающего барьер для электронов высотой 78 мэВ.

Показатель преломления и модовая структура

Показатель преломления рассчитывался на основе модели Адачи [6], модифицированной применительно к квантоворазмерным слоям. С учетом ступенчатой приведенной плотности состояний, соотношения Крамерса-Кронига вклад краевого поглощения в диэлектрическую проницаемость от подзон электронов и дырок с номером n с учетом дисперсии состояний валентной зоны $i = \ell, h, s$ получен в виде:

$$\Delta\varepsilon_{ni} = -\frac{A_{ni}}{2\pi\chi_{ni}^2} \ln \left[\left((1-\chi_{ni})^2 + \gamma_{ni}^2 \right) (1+\chi_{ni})^2 \right], \quad (1)$$

$$A_{ni} = \frac{A_{cv}}{n_g} \frac{N_{rni}^{2D}}{\omega \rho_{\omega} k_B T d}, \quad \chi_{ni} = \frac{\hbar\omega}{E_{g ni}}, \quad \gamma_{ni} = \frac{\gamma}{E_{g ni}}.$$

Здесь A_{cv} – коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов, ρ_{ω} – плотность электромагнитных мод на частоте ω , N_{rni}^{2D} – двумерная приведенная плотность состояний в квантовой яме, γ – параметр спектрального уширения, n_g – групповой показатель преломления, T – абсолютная температура, d – ширина квантовой ямы.

Как видно на рис. 1, учет квантоворазмерного характера поглощения в КЯ дает меньшее значение показателя преломления в КЯ по сравнению с объемным полупроводником, что обусловлено уменьшением плотности состояний в квантоворазмерных слоях и смещением состояний в высокоэнергетическую область.

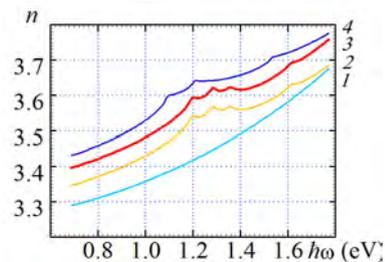


Рис. 1. Спектр показателя преломления квантовой ямы слоя $\text{In}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}/\text{GaAs}$ шириной 6 нм: 1 – фоновый показатель преломления, 2 – с учетом вклада локализованных состояний КЯ, 3 – с учетом вклада локализованных и нелокализованных состояний КЯ, 4 – показатель преломления объемного материала $\text{In}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}$

Из-за большего легирования подложки и приконтактного p^+ -GaAs слоя возникает дополнительное оптическое ограничение, при расчете которого учитывались вклады в показатель преломления от свободных носителей заряда и межзонных переходов (рис. 2).

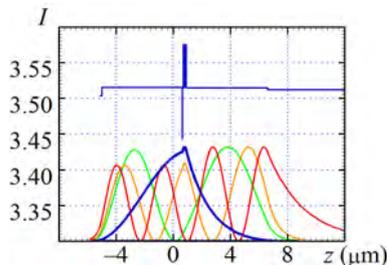


Рис. 2. Профиль показателя преломления и распределение интенсивности I мод структуры с 6 КЯ и блокирующим слоем. Основная мода выделена жирной линией

Преимуществом рассматриваемой в работе структуры является узкая диаграмма направленности из-за больших поперечных размеров моды слабого волновода. Ширина диаграммы направленности на уровне половинной мощности в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, составила около 10° .

Зонная диаграмма и утечки тока

Расчеты инжекционной эффективности лазерных гетероструктур проведены на основе диффузионно-дрейфовой модели [3]. В качестве барьерного слоя использовался слой GaAs толщиной 20 нм с легированием акцепторами $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, центральная часть которого толщиной 10 нм выполнялась из более широкозонного материала GaAs_{0.9}P_{0.1}.

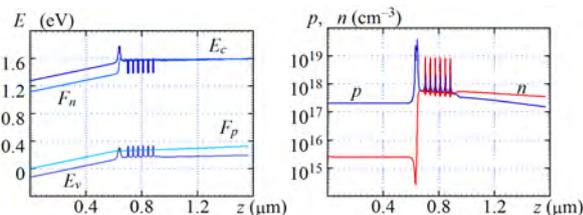


Рис. 3. Зонная диаграмма (а) и распределение носителей заряда (б) в центральной части лазерной структуры с волноводом из квантовых ям с легированным блокирующим гетерослоем при токе 125 А и температуре 350 К

Как видно из зонных диаграмм на рис. 3, потенциальный барьер вблизи КЯ с высотой большей 200 мэВ приводит к падению квазиуровня Ферми для электронов и населенность зоны электронами за барьером снижается почти на 2 порядка.

При этом коэффициент токовых утечек по сравнению со структурой без барьерного слоя уменьшается в несколько раз и не превышает 20 % в широком интервале токов накачки и температур (рис. 4). При этом из-за легирования блокирующего слоя коэффициент поглощения свободными носителями увеличивается на $\sim 1 \text{ см}^{-1}$, однако все равно остается достаточно малым и составляет 3–5 см^{-1} в зависимости от тока накачки.

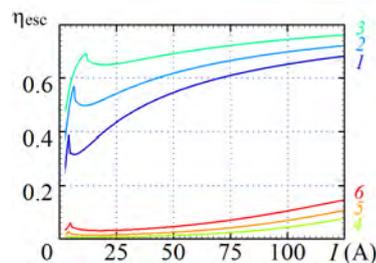


Рис. 4. Доля токов утечки электронов лазерных структур с волноводом из квантовых ям (1, 2, 3) и с легированным блокирующим гетерослоем (4, 5, 6) для температуры 300 (1, 4), 325 (2, 5) и 350 К (3, 6) при длине диода 4 мм и ширине контакта 100 мкм

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ-РФФИ № Ф16Р-018 (16-52-00049), стипендии президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики № СП-109.2016.3.

Литература

1. В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, К.Е. Кудрявцев, С.М. Некоркин, А.Н. Яблонский // Квантовая электроника, 43, 401 (2013).
2. С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, А.Ю. Лешко, А.В. Рожков, И.С. Тарасов // Письма в ЖТФ, 39, 9 (2013).
3. А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков // ФТП, 48, 88 (2014).
4. А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак // Изв. РАН. Сер. Физ., 65, 227 (2001).
5. Ю.С. Полубавкина, Ф.И. Зубов, Э.И. Моисеев, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, Е.С. Семенова, К. Yvind, Л.В. Асрян, А.Е. Жуков // ФТП, 51, 263 (2017).
6. S. Adachi // Phys. Rev. B, 35, 7454 (1987).

Применение компенсирующих слоев GaAsP для выращивания на подложках Ge/Si лазерных гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs, излучающих на длинах волн больше 1100 нм

Н.В. Байдусь^{1,*}, В.Я. Алешкин², А.А. Дубинов², З.Ф. Красильник², К.Е. Кудрявцев², С.М. Некоркин¹, А.В. Новиков², А.В. Рыков¹, Д.Г. Реунов¹, М.В. Шалеев², П.А. Юнин², Д.В. Юрасов²

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087.

*bnv@nifi.unn.ru

В работе выполнены сравнительные исследования роста лазерных структур InGaAs/GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии при низком давлении на подложках Si(001) с эпитаксиальным метаморфным слоем Ge и на подложках GaAs. Выявлены существенные различия в структурных и оптических свойствах структур, выращенных на разных подложках. Показана возможность применения компенсирующих упругие напряжения слоев GaAsP для выращивания напряженных квантовых ям InGaAs с высокой долей In, излучающих на длинах волн до 1200 нм. От структур, выращенных на подложках GaAs, наблюдалось стимулированное излучение при 300К, а на подложках Ge/Si - при 77К.

Введение

К настоящему времени достигнут прогресс в создании лазеров с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs на подложках Si с метаморфным слоем Ge, работающих в области длин волн $\lambda \sim 1000$ нм [1, 2]. Однако для использования АЗВ5-лазеров в кремниевых оптических межсоединениях необходимо, чтобы длина волны излучения лазера попадала в область прозрачности объемного кремния ($\lambda > 1100$ нм при комнатной температуре). Смещения рабочей длины волны лазеров с InGaAs/GaAs КЯ в этот спектральный диапазон можно достичь за счет роста доли In в КЯ или увеличения ее толщины. Однако при этом происходит рост упругих напряжений в КЯ, что приводит к образованию дислокаций несоответствия на гетероинтерфейсе InGaAs/GaAs и препятствует увеличению длины волны излучения свыше 1100 нм. Для предотвращения образования дислокаций вблизи КЯ располагают тонкие слои GaAsP, постоянная кристаллической решетки которых меньше чем у GaAs. Эти слои позволяют увеличить энергию образования дислокаций несоответствия и, в результате, получать КЯ, излучающие на больших длинах волн [3].

Методика эксперимента

Для роста структур применялись как подложки GaAs, так и виртуальные подложки Ge/Si(001). Виртуальные подложки с релаксированным слоем Ge были выращены методом МПЭ на не отклоненных пластинах Si (001). Лазерные гетероструктуры для оптической накачки с КЯ InGaAs/GaAs/AlGaAs выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке АIX 200RF. Источниками элементов являлись триметилгаллий, триметилалюминий, триметилиндий, арсин и фосфин. Перед началом роста проводился 5-минутный отжиг Ge/Si подложки в потоке H₂ и арсина при 670°C. При этой же температуре выращивался буферный слой, состоящий из чередующихся слоев AlAs (10 нм)/GaAs (50 нм)/ AlAs (10 нм). Предварительные исследования показали, что такие буферные слои обеспечивают зеркальную поверхность. Лазерные структуры содержали квантовые ямы In_xGa_{1-x}As ($x=0.36 \div 0.4$) толщиной 6-8 нм, расположенные в волноведущем слое GaAs, ограничительные слои Al_{0.3}Ga_{0.7}As, буферный и покровные слои. Подробности роста лазерных структур изложены в [2].

Компенсирующие слои GaAs_{1-y}P_y с долей фосфора $y=0.1 \div 0.15$ и толщиной $d = 10-15$ нм располага-

лись по обе стороны от КЯ через 2 нм слой GaAs. Для уменьшения вероятности релаксации упругих напряжений активная область выращивалась при пониженной температуре $570 \div 600^\circ\text{C}$. Для роста качественных слоев GaAsP было исследовано влияние температуры роста и соотношения потоков фосфина и арсина на их состав и оптические свойства.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Сравнение лазерных структур (рис. 1), выращенных в одном цикле на разных типах подложек (Ge/Si и GaAs), показало, что длина волны положения максимума фотолюминесценции КЯ на подложках GaAs (кривая 1) всегда больше в сравнении с подложками Ge/Si (кривая 2).

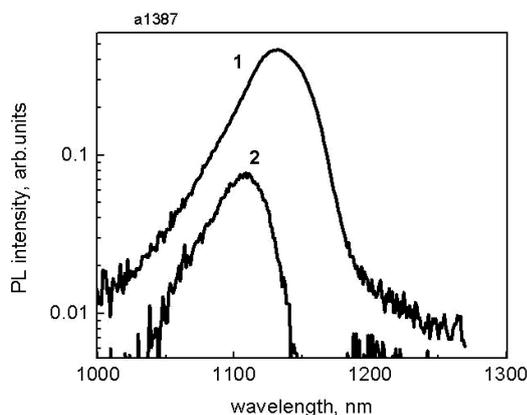


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции КЯ InGaAs/GaAs, выращенной на подложке GaAs (1) и на подложке Ge/Si (2). Спектры измерены при 300 К

При росте на подложках GaAs использование компенсирующих GaAsP слоев, увеличение толщины КЯ и содержания индия в ней позволяют достичь длины волны 1200 нм без релаксации упругих напряжений в КЯ.

На рис. 2 показаны спектры фотолюминесценции при 77К (кривая 1) и комнатной температуре (кривая 2) от $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ КЯ толщина 8 нм с двумя слоями $\text{GaAs}_{0.87}\text{P}_{0.13}$ толщиной по 12 нм каждый. При мощной импульсной накачке от данной КЯ наблюдалось возникновение стимулированного излучения при комнатной температуре (кривая 3).

При аналогичных параметрах КЯ и GaAsP слоев в структурах, выращенных на подложках Ge/Si, наблюдается релаксация упругих напряжений с образованием дислокаций несоответствия и деградацией излучательных свойств. Релаксация упругих напряжений в InGaAs КЯ, выращенных на подложках Ge/Si, связывается с более высокой исходной дефектностью этих подложек (плотность прорастающих дислокаций $10^7 \div 10^8 \text{ см}^{-2}$) по сравнению с подложками GaAs

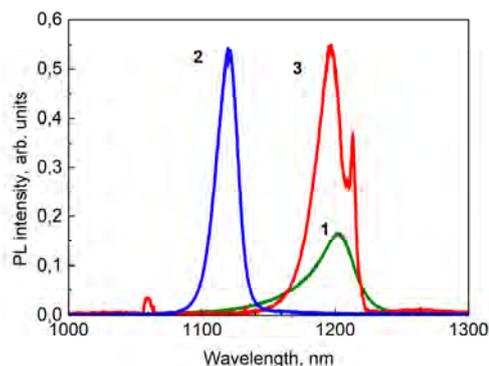


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции КЯ InGaAs/GaAs с высокой долей In, выращенной на подложке GaAs (1-300К, 2 -77К, 3- импульсная накачка при 300 К)

Таким образом, обнаружено существенное различие свойств КЯ InGaAs/GaAs в лазерных гетероструктурах с компенсирующими GaAsP слоями, выращенных на подложках GaAs и Ge/Si, которое заключается в различии длин волн и критической толщине образования дислокаций несоответствия. Максимальная наблюдаемая длины волны фотолюминесценции при комнатной температуре для структур, выращенных на подложках Ge/Si, составляла 1170 нм, а на GaAs - 1200 нм. В структурах, сформированных на GaAs подложках, при комнатной температуре при импульсной накачке наблюдалось стимулированное излучение.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00644).

Литература

1. J. Wang, X. Ren, C. Deng et al. // J. Lightwave Tech., V. 33, 3163 (2015)
2. V.Ya. Aleshkin, N.V. Baidus, A.A. Dubinov et al. // Appl.Phys.Lett. V.109, 061111 (2016).
3. Д.А. Винокуров, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин и др. // ФТП, 2011, Т. 45, вып. 9. С. 1274-128.

Многофононная релаксация возбуждённых состояний акцепторов бора в алмазе

Н.А. Бекин^{1,*}

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

*nbekin@ipmras.ru

Теоретически исследуется релаксация возбуждённых состояний акцепторов бора в алмазе. Расчёты производились в адиабатическом приближении, в котором начальные и конечные состояния акцептора в релаксационных процессах рассматриваются как электронно-колебательные (вибронные) состояния. Это позволяет рассчитывать многофононные процессы в первом порядке теории возмущений, как возникающие в результате нарушения адиабатичности. По оценкам, дырка из возбуждённого состояния акцептора бора, отделённого по энергии от основного состояния на ~300 мэВ, релаксирует на основное состояние с испусканием двух оптических фононов с темпом ~ $5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Учитывая грубость использованных приближений (в частности, одночастотную модель для оптических фононов), эта предварительная оценка является, по-видимому, завышенной, однако она показывает, что многофононная релаксация акцепторов бора в алмазе может быть довольно быстрой.

Энергия связи акцептора бора составляет ~370 мэВ. При этом разность энергий возбуждённых состояний и основного состояния превышает энергию оптического фонона ($\hbar\omega = \hbar\omega_{\text{TO/LO}} \approx 165 \text{ мэВ}$), поэтому релаксация этих состояний является многофононной.

Метод расчёта

Для расчёта вероятностей переходов электронов с испусканием фононов использовался подход, который рассматривает их как переходы, происходящие между собственными состояниями уравнения Борна – Оппенгеймера и вызываемые неадиабатическими членами в гамильтониане [1–2]. Использовалось одночастотное приближение [2], т.е. считалось, что все фононные моды имеют одинаковую частоту ω ($\hbar\omega = 165 \text{ мэВ}$). Величина деформационного потенциала ($2.1 \cdot 10^9 \text{ эВ/см}$ [3]) полагалась независимой от волновых векторов фононов во всей зоне Бриллюэна. Суммирование по фононным модам в выражениях, содержащих матричные элементы электрон-фононного взаимодействия, заменялось интегрированием по зоне Бриллюэна, полагая её сферически симметричной [4].

Для сравнения, деформационный потенциал для наиболее сильного междолинного рассеяния на LO-г фононах в зоне проводимости кремния составляет $1.1 \cdot 10^9 \text{ эВ/см}$ [5]. При этом внутридолинное рассеяние на оптических фононах в кремнии является пренебрежимо малым. Таким образом, константы деформационного электрон-фононного взаимодействия могут сильно зависеть от точек зоны Бриллюэна, между которыми происходит переход.

Для описания электронной части волновой функции вибронного состояния использовался однозонный («электроноподобный») изотропный гамильтониан эффективной массы. Волновая функция основного состояния рассчитывалась методом квантового дефекта, а для возбуждённых состояний химический сдвиг игнорировался. Была сделана оценка вероятности перехода дырки из состояния, отличающегося по энергии от основного состояния на величину ~300 мэВ. Величина эффективной массы была выбрана, чтобы водородоподобные состояния с главным квантовым числом $n = 2$ имели эту энергию. Это даёт $m = 0.67m_0$, m_0 – масса свободного электрона. (Для сравнения, из транспортных измерений [3] для масс тяжёлых и лёгких дырок, получены, соответственно, следующие величины: $m_h = 1.1m_0$, $m_l = 0.3m_0$. При этом данные в литературе для эффективных масс и параметров Латтинжера имеют существенный разброс.) Для моделирования возбуждённого состояния выбрана волновая функция состояния $2p_0$.

Результаты и обсуждение

При сделанных приближениях оценка даёт для темпа перехода между указанными состояниями величину порядка $5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

В использованном подходе вероятность многофононных переходов существенно зависит от двух важных параметров теории — количества испускаемых при переходе фононов, $p = \Delta E / \hbar\omega$ (ΔE – энергия перехода), и фактора Хуанга – Риса, S [1]. Для рассматриваемого перехода $p \approx 1.8$, что соот-

ветствует двухфононному процессу. В одночастотной модели ρ можно считать непрерывной величиной [6]. Для рассмотренной пары состояний фактор $S \approx 0.5$. Эта величина характеризует силу электрон-фононной связи вибранных состояний. Экспериментальная оценка фактора Хуанга – Риса, сделанная по данным об относительной интенсивности бесфононных линий поглощения и их фононных повторений для состояний приблизительно с теми же энергиями даёт $S \approx 0.18$ [7].

Таким образом, использованное приближение даёт завышенное значение фактора Хуанга – Риса, так же как, по-видимому, и для темпа двухфононной релаксации. Причина, очевидно, состоит в излишней грубости модели. С другой стороны, использование простых моделей с минимальным набором теоретически и экспериментально определяемых параметров позволяет эффективно анализировать экспериментальные данные, проводить сравнение теории и эксперимента, и получать новую информацию о параметрах, используемых в теории. В частности, речь может идти об эффективной, усреднённой по зоне Бриллюэна, константе электрон-фононного взаимодействия.

Несмотря на грубость использованной модели можно сделать предварительное заключение о том,

что многофононная релаксация акцепторов бора в алмазе может происходить заметно быстрее, чем это ожидается, исходя из представлений о ней как процессе «второго порядка малости».

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №17-02-01325).

Литература

1. K. Huang and A. Phys. // Proc. Roy. Soc. A, V. 204, 406 (1950).
2. B.K. Ridley // J. Phys. C: Solid State Phys., V. 11, 2323 (1978).
3. L. Reggiani, S. Bosi, C. Canali, F. Nava, S.F. Kozlov // Phys. Rev. B, V. 23, 3050 (1981).
4. B. K. Ridley // Solid State Electronics, V. 21, 1319 (1978).
5. A. Dargys and J. Kundrotas // Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP. Vilnius, 1994.
6. А.М. Стоунхэм // Теория дефектов в твёрдых телах, т. 1. Москва, «Мир», 1978.
7. G. Devies and R. Stedman // J. Phys. C: Solid State Phys., V. 20, 2119 (1987).

Фототоки в краевых каналах двумерного топологического изолятора на основе теллурида ртути

**В.В. Бельков^{1,*}, М.В. Дурнев¹, С.А. Тарасенко¹, Д.А. Козлов²,
Н.Н. Михайлов², З.Д. Квон², С.А. Дворецкий², К.-М. Dantscher³, S.D. Ganichev³**

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, 194021

² ИП СО РАН, Новосибирск, Россия, 630090

³ Terahertz Center, University of Regensburg, Regensburg, Germany, 93040

*bel@epi.ioffe.ru

Мы обнаружили, что в краевых каналах двумерного топологического изолятора возникает фототок, величина и направление которого определяются степенью циркулярной поляризации возбуждающего терагерцового излучения. Результаты изучения зависимости фототока от положения уровня Ферми позволили предложить микроскопическую модель данного эффекта.

Исследовались фототоки в краевых каналах двумерных топологических изоляторов на основе теллурида ртути. В качестве объектов исследования использовались структуры $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$, содержащие одиночные квантовые ямы шириной 8 нм. Такие структуры характеризуются инвертированным энергетическим спектром с шириной запрещенной зоны порядка 25 мэВ. Положение уровня Ферми в изучаемой системе управлялось посредством приложения затворного напряжения. Образцы, имеющие форму холловских мостиков с различными расстояниями между контактами, характеризовались посредством магнетотранспортных измерений. Фототоки возбуждались терагерцовым лазерным излучением частотой 2.54 и 1.62 ТГц (что соответствует энергии фотонов 10.4 и 6.7 мэВ). Степень циркулярности терагерцового излучения варьировалась путем вращения четвертьволновой пластины. Вследствие низкой симметрии изучаемых структур, выращенных в кристаллографическом направлении [013], генерация фототока возможна и при нормальном падении возбуждающего излучения. При гелиевых температурах обнаружены и исследованы фототоки, величина и направление которых определяется степенью циркулярной поляризации возбуждающего излучения. Если уровень Ферми находился ниже дна зоны проводимости, то на противоположных краях ис-

следуемой структуры детектировались фототоки, имеющие противоположные направления. При этом величина фототока в «объеме» квантовой ямы была существенно меньше, чем краевой фототок. Было обнаружено, что в зависимости величины краевого фототока от положения уровня Ферми (затворного напряжения) дважды наблюдается инверсия знака: в окрестности точки зарядовой нейтральности и при пересечении уровнем Ферми дна зоны проводимости.

Анализ всей совокупности полученных данных позволил предложить микроскопическую модель наблюдаемого эффекта. Генерация фототока связана с фотоионизацией краевых состояний. Если же уровень Ферми близок к потолку валентной зоны, то фототок генерируется в результате оптических переходов из валентной зоны в краевые состояния. Зависимость направления фототока от циркулярности возбуждающего излучения определяется асимметрией соответствующих оптических переходов. В рамках предложенной модели найдено свое объяснение и зависимость величины краевого фототока от частоты возбуждающего излучения.

Литература

1. К.-М. Dantscher et al. // *Physical Review B*, V. 95, 201103 (2017).

Формирование гексагональных нитридов алюминия и галлия на кремнии для моноклитной интеграции оптоэлектронных компонентов

В.Н. Бессолов¹, Е.В. Гущина¹, Е.В. Коненкова^{*1}, С.Д. Коненков², Т.В. Львова¹, В.Н. Пантелеев¹, М.П. Щеглов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021

² Санкт-Петербургский государственный университет, Университетский пр., 28, Петергоф, Санкт-Петербург, 198504.

*lena@triat.ioffe.rssi.ru

Изучалось влияние сульфидной пассивации на начальные стадии зарождения и роста слоев AlN и GaN методом газофазной эпитаксии в хлоридной системе на подложке Si(100). Установлено, что после обработки подложки в водном растворе (NH₄)₂S наблюдается столбчатое зарождение кристаллов гексагонального нитрида алюминия двух кристаллографических модификаций, развернутых на угол 30°. Разработан простой способ подготовки поверхности подложки Si(100) для эпитаксии GaN с использованием сульфидной обработки.

Введение

Одним из перспективных направлений считается замена кремния на нитрид галлия (GaN), поскольку он позволяет создавать из него элементы схемы, работающие на гораздо больших частотах переключения, чем кремний. Ключевую роль в построении гибридных микросхем принадлежит разработке дешевой технологии интеграции монокристаллических слоев гексагонального нитрида галлия на подложке кремния – Si(100). Важной проблемой зарождения и роста слоев AlN на кремниевой подложке является наличие на поверхности естественных оксидов кремния. Обработка водными растворами (NH₄)₂S приводит к удалению оксидного слоя с поверхности полупроводников и формированию на ней сульфидного пассивирующего покрытия.

Цель работы

Выяснить условия зарождения гексагонального слоя AlN и последующего роста слоя GaN на подложке Si(100) после ее химической обработки в водном растворе (NH₄)₂S.

Объекты исследований

Для выяснения роли сульфидной обработки подложки выращивались в атмосфере водорода методом газофазной эпитаксии в хлоридной системе (HVPE) два типа структур: AlN/Si(100) и GaN/3AlN/Si(100), причем для обоих типов струк-

тур рост слоев AlN осуществлялся как на сульфидированной, так и травленной в HF подложках Si(100). Температура эпитаксии слоя AlN была 1080°С, GaN – 1050°С. Толщина слоев AlN была около 2 мкм для AlN/Si структур и около 500 нм – для GaN/AlN/Si. Структурные характеристики таких слоев выяснялись методом рентгеновской дифрактометрии, атомно-силовой микроскопии (АСМ), сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

Экспериментальные результаты

Установлено, что после обработки подложки в водном растворе (NH₄)₂S

- наблюдается столбчатое зарождение кристаллов гексагонального нитрида алюминия двух кристаллографических модификаций, развернутых на угол 30° (рис 1).

- Рентгенодифракционные измерения AlN слоев показали, что величина FWHM кривых для брэгговского рефлекса (0002) составляет 100 arcmin в слоях, синтезированных на сульфидированной подложке и около 180 arcmin на подложках без сульфидной обработки;

- СЭМ изображение поверхности нитрида галлия показывает уменьшение размера блоков на поверхности в структурах, выращенных на Si(100), обработанных в сульфидном растворе (рис 2);

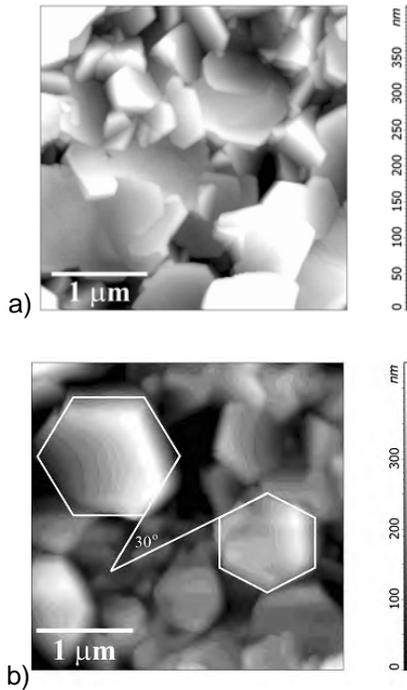


Рис. 1. АСМ изображения поверхности AlN(0001) на подложке Si(100) с разной предэпитаксиальной подготовкой: (а)- обработка в HF, (б)- химическая пассивация в $(\text{NH}_4)_2\text{S}$. Зависимость величины B от параметра

-Рентгенодифракционные измерения GaN слоев показали, что величина FWHM кривых для брэгговского рефлекса (0002) составляет 120 arcmin в слоях толщиной 2 мкм, синтезированных на сульфидированной подложке и около 200 arcmin на подложках без сульфидной обработки.

Модельные представления

При сопряжении гранцентрированной решетки Si(100) с гексагональной решеткой AlN возможны две позиции согласования на гетерогранице: AlN(11-20)/Si(100) и AlN(10-01)/Si(100). Так как водный раствор сульфида аммония является довольно сильным окислителем, то на первой стадии обработки поверхности Si(100) в щелочном сульфидном растворе удаляется слой естественного оксида, а затем на второй стадии формируется сплошной хемосорбционный слой из атомов серы, когерентно связанных с атомами кремния, и в результате открывается чистая стабилизированная поверхность Si(100), на которой возможно формирование двух типов поверхностных решеток Si(2×1) и Si(1×1). Зарождение AlN на Si(100) с

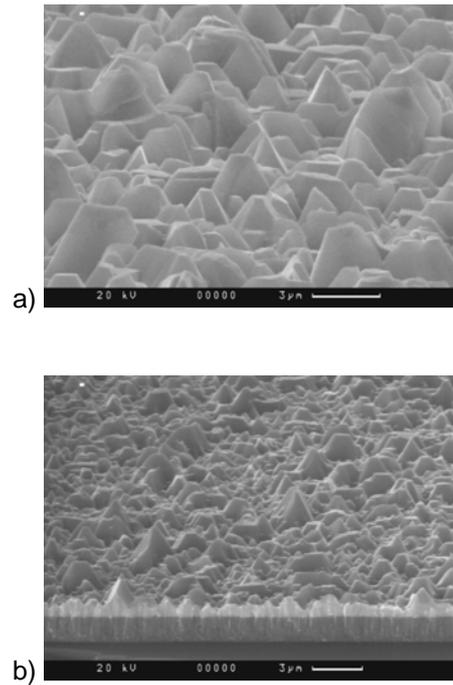


Рис. 2. СЭМ изображения поверхностей GaN/AlN/Si(100) синтезированных методом HVPE в атмосфере водорода в одном процессе на подложке с разной предэпитаксиальной подготовкой: (а)- обработка в HF, (б)- химическая пассивация в $(\text{NH}_4)_2\text{S}$

поверхностной решеткой (2×1) и (1×1) в свою очередь приведет к формированию столбчатых структур AlN, развернутых относительно друг друга на 30° (рис. 3).

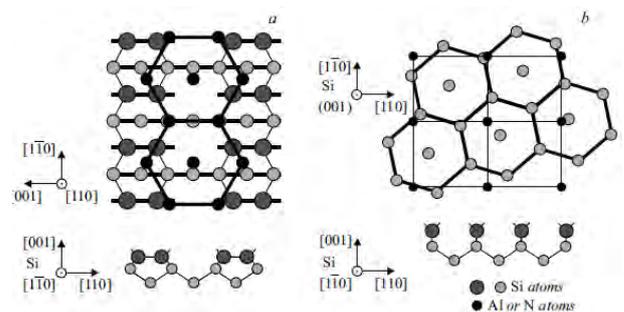


Рис. 3. Схематическое изображение сопряжения AlN на Si(2 × 1) (а) и Si(1 × 1) (б)

Выводы

Использование сульфидной обработки – простой и перспективный способ удаления оксидов и подготовки поверхности Si(100) для эпитаксии слоев Шнитридов.

Магнитооптика квантовых ям на основе HgTe/CdTe с гигантским расщеплением Рашбы в магнитных полях до 34 Тл

Л.С. Бовкун¹, К.В. Маремьянин^{1,*}, А.В. Иконников^{1,2}, В.Я. Алёшкин¹, В.И. Гавриленко¹, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 607680.

² МГУ, физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, ГСП-1, 119991.

³ Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

*kirillm@ipmras.ru

В работе исследован циклотронный резонанс электронов в классических и квантующих магнитных полях до 34 Тл в гетероструктуре HgTe/CdHgTe с квантовой ямой шириной 15 нм с асимметричным легированием. В слабых полях обнаружено сильное расщепление линии циклотронного резонанса (~10%), связанное с эффектом Рашбы. В квантующих магнитных полях наблюдались линии внутризонных и межзонных переходов, а также расщепленные линии поглощения на внутризонном переходе, которое может быть связано с антипересечением уровней Ландау первой и второй подзон зоны проводимости.

Введение

В последние годы наблюдается повышенный интерес к квантовым ямам (КЯ) HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой, в которых волновые функции состояний в зоне проводимости сформированы преимущественно блоховскими функциями p -типа. Известно, что инвертированная зонная структура в объемном HgTe является следствием сильного спин-орбитального взаимодействия. В асимметричных КЯ HgTe с инвертированным зонным спектром это приводит к гигантскому спиновому расщеплению Рашбы [1,2]. В то же время они проявляют свойства двумерного топологического изолятора [3,4].

Одним из эффективных методов для определения зонной структуры полупроводников является метод циклотронного резонанса (ЦР). В работе [1] был исследован транспорт и ЦР электронов в гетероструктуре HgTe/CdHgTe с КЯ шириной 15 нм лишь только в слабых магнитных полях до 5 Тл, где было обнаружено сильное расщепление линии циклотронного резонанса. В данной работе исследуется магнитопоглощение КЯ HgTe/CdHgTe в магнитных полях до 34 Тл, что дает возможность разрешить переходы между конкретными уровнями Ландау и определять расстояния между этими уровнями. Что в свою очередь позволит проверить справедливость теоретического описания зонного спектра широких КЯ HgTe и выявить влияние встроенного электрического поля.

Методика

Исследуемая в данной работе структура 070704 была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013), толщина КЯ HgTe составляла 15 нм [5]. Нижний барьерный слой $Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te$ толщиной 30 нм селективно легировался индием. Концентрация электронов при $T = 4,2$ К составила $2 \cdot 10^{12}$ см⁻².

Измерения спектров ЦР проводились в геометрии Фарадея на образцах размером 5×5 мм с использованием фурье-спектрометра в постоянном магнитном поле до 34 Тл при $T = 4.2$ К.

Расчеты зонной структуры и зависимостей энергии уровней Ландау от магнитного поля для прямоугольной КЯ HgTe/CdHgTe проводились в приближении огибающих функций в рамках четырехзонной модели с гамильтонианом 8×8 (основанным на модели Кейна) с учетом встроенного электрического поля.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена гистограмма поглощения исследуемого образца. Для интерпретации спектров магнитопоглощения в работе были рассчитаны зависимости энергии уровней Ландау от магнитного поля (рис. 2). Разрешенные электродипольные переходы между уровнями Ландау ($\Delta N = 1$), которые могут наблюдаться в спектрах при концентрации $2 \cdot 10^{12}$ см⁻², показаны на рис. 2 стрелками.

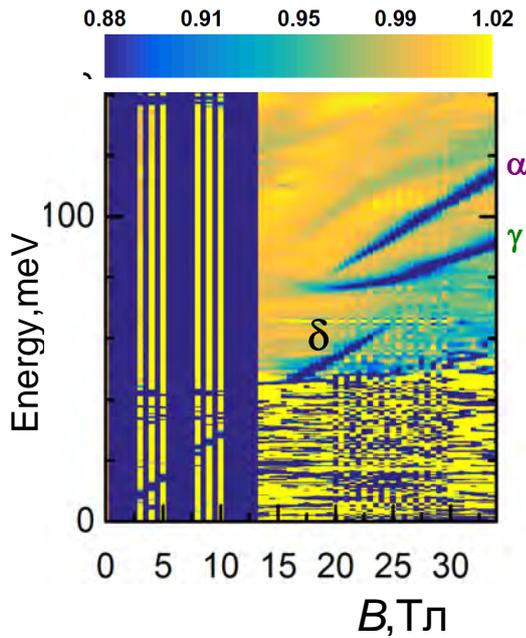


Рис. 1. Зависимость поглощения от частоты и магнитного поля для образца 070704 при $T = 4.2$ К. Темный цвет означает более сильное поглощение

В магнитных полях до 15 Тл, в которых измерения проводились с большим шагом по полю, наблюдаемое поглощение соответствует классическому ЦР. Линия δ , которая является «продолжением» классического ЦР, соответствует переходу δ с уровня $N = 1$ на уровень $N = 2$ в зоне проводимости. Линия межзонного поглощения α (переход с уровня $N = 0$ в валентной зоне на уровень $N = 1$ в зоне проводимости) наблюдается после 20 Тл, когда фактор заполнения уровней становится равен 3 и начинает опустошаться следующий уровень Ландау. Линия внутрizonного поглощения γ (с $N = -1$ первой подзоны зоны проводимости на $N = 0$ второй подзоны зоны проводимости) наблюдается после 15 Тл и испытывает «загиб», который может быть связан с антипересечением уровней Ландау с номером $N = 0$ для первой и второй подзон зоны проводимости. Результаты исследования спектров магнитопоглощения этой же структуры в классических магнитных полях отдельно показаны на рис. 3. В полях до 9 Тл обнаружено сильное расщепление линии циклотронного резонанса ($\sim 10\%$), связанное со спиновым расщеплением Рашбы [1].

Теоретические расчеты энергетического спектра с учетом электрического поля, вызванного ассиметричным легированием структуры, показывают, что расщепление вызвано сильной зависимостью цик-

лотронной массы от концентрации, которая различна в двух спиновых подзонах.

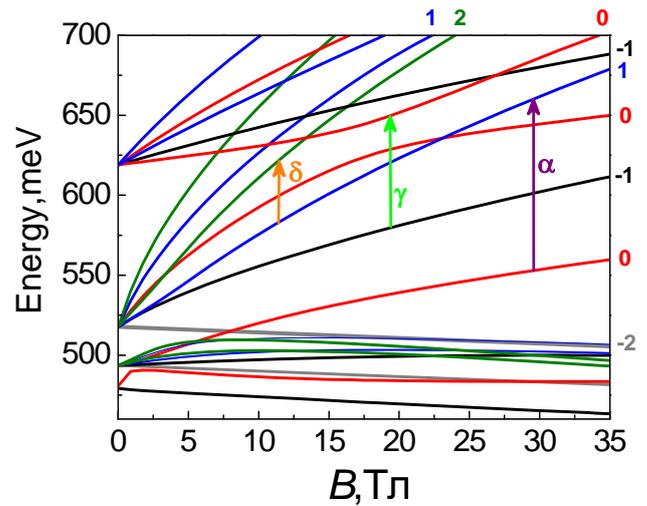


Рис. 2. Рассчитанные уровни Ландау для КЯ HgTe/Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te шириной 15 нм. Стрелками отмечены наблюдаемые переходы. Числа соответствуют номерам N уровней Ландау

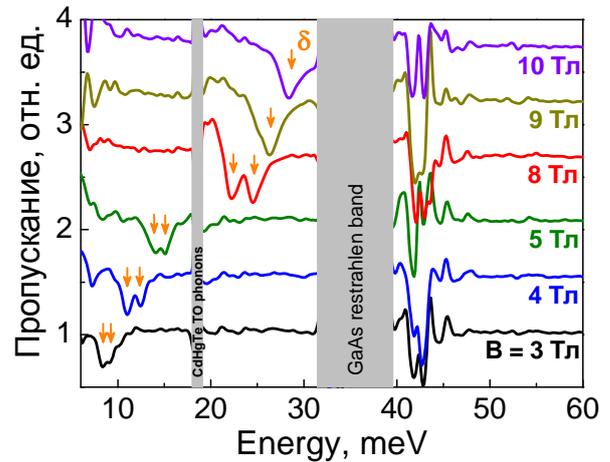


Рис. 3. Спектры ЦР для КЯ HgTe/Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te, полученные с помощью фурье-спектрометра в слабых магнитных полях. Справа указаны магнитные поля в теслах

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00309) и РАН.

Литература

1. К.Е. Спири́н и др. // Письма в ЖЭТФ **92**, 65 (2010).
2. Y.S. Gui et al. // Phys. Rev. B **70**, 115328 (2004).
3. B.A. Bernevig et al. // Science **314**, 1757 (2006).
4. M. König et al. // Science **318**, 766 (2007).
5. S. Dvoretzky et al // J. Elec. Mat. **39**, 918 (2010).

Пространственное распределение дипольных экситонов и ЭДЖ в двухъямных кремний-германиевых гетероструктурах

Т.М. Бурбаев¹, М.А. Акмаев¹, Н.Н. Сибельдин^{1,*}, М.Л. Скориков¹,
В.В. Ушаков¹, В.А. Цветков¹, А.В. Новиков², Д.Н. Лобанов²

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

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*sibeldin@sci.lebedev.ru

Обнаружено, что в двухъямных кремний-германиевых гетероструктурах при стационарном лазерном возбуждении дипольные экситоны и дипольная электронно-дырочная жидкость могут находиться не только в пятне возбуждения, а и на краях образца вдоль периметра эпитаксиального слоя на расстояниях сантиметрового масштаба от области возбуждения. Магнитное поле перпендикулярное плоскости слоев вызывает исчезновение излучения дипольной ЭДЖ на краях образца, сопровождающееся возгоранием узкой линии люминесценции дипольных экситонов ($T = 2\text{K}$).

Интенсивные исследования многочастичных взаимодействий в низкоразмерных электронно-дырочных системах (ЭДС) высокой плотности, проводимые в течение последних 20 лет, привели к обнаружению новых необычных фаз конденсированного состояния — бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) дипольных экситонов и дипольной электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ). Исследования были выполнены в различных научных группах, главным образом, на гетероструктурах I рода на основе GaAs.

В настоящей работе методом стационарной спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) в БИК и видимой областях спектра при гелиевых температурах исследованы гетероструктуры Si-Ge II рода, ЭДС в которых, как оказалось, обладает не менее интересными свойствами. Методом молекулярно-пучковой эпитаксии были выращены структуры $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/t\text{Si}/s\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/t\text{Si}/\text{capSi}_{1-y}\text{Ge}_y$ на подложке из сплава $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$. Две квантовые ямы (КЯ) для электронов образованы в напряженных (растянутых) слоях $t\text{Si}$ толщиной $d = 4$ нм. Слои $t\text{Si}$ разделены слоем $s\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (барьер для электронов и КЯ для дырок, $d = 2$ или 4 нм.). Основному состоянию экситонного спектра в такой системе отвечают дипольные экситоны, сформированные из электронов наинижней электронной подзоны КЯ в $t\text{Si}$ -слое (Δ_2 -долины зоны проводимости кремния), и тяжелых дырок верхней подзоны размерного квантования валентной зоны в КЯ слоя $s\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Получены следующие результаты:

Исследована перестройка ЭДС из дипольной в пространственно прямую при уменьшении толщины барьерного слоя для электронов от 4 до 2 нм. Обнаружено образование двумерных ЭДЖ — дипольной (при $d = 4$ нм) и пространственно прямой ($d = 2$ нм). Определены их плотности и критические температуры.

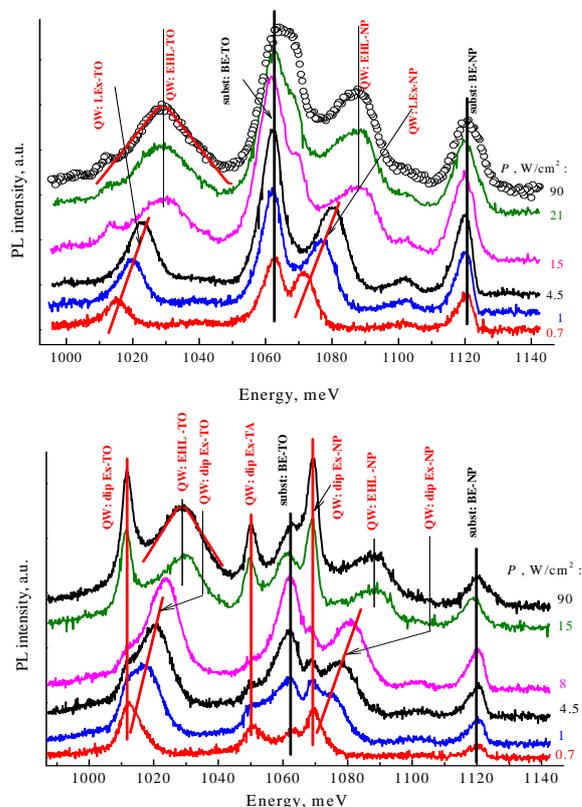


Рис. 1. Спектры ФЛ дипольной ЭДС: верхняя панель – область возбуждения, нижняя – край структуры

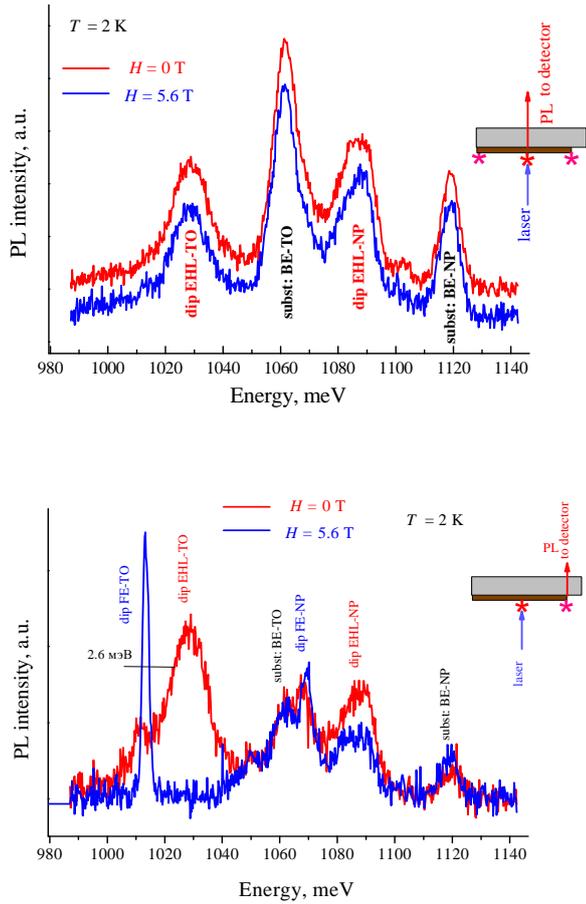


Рис. 2. Влияние магнитного поля на спектры ФЛ дипольной ЭДС: верхняя панель — область возбуждения, нижняя — край структуры

Исследовано пространственное распределение ФЛ в обеих гетероструктурах. В дипольной системе ФЛ в области пятна фотовозбуждения при низком уровне накачки обусловлена локализованными дипольными экситонами, а при высоких уровнях — дипольной ЭДЖ. При достаточно высоких уровнях накачки дипольные экситоны и ЭДЖ обнаруживаются не только в пятне фотовозбуждения, а и на краях образца вдоль периметра эпитаксиального слоя на расстояниях сантиметрового масштаба от области возбуждения. Спектры ФЛ дипольной ЭДС, зарегистрированные из области возбуждения и с края структуры показаны на рис. 1 (QW: dip ExB — линии экситонов КЯ, QW: EHL — ЭДЖ; $T = 1.8$ К). В пространственно прямой ЭДС люминесцирует лишь область возбуждающего пятна.

Показано, что магнитное поле перпендикулярное плоскости слоев вызывает изменение фазового состава ЭДС на краях образца (рис. 2, нижняя панель): исчезновение излучения дипольной ЭДЖ сопровождается возгоранием узкой линии люминесценции дипольных экситонов ($T = 2$ К). В то же время, магнитное поле практически не влияет на спектры ФЛ области возбуждения (рис. 2, верхняя панель).

Работа поддержана РФФИ (грант 16-29-03352 офи_м) и Программой президиума РАН № 32 «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

Разогрев электронов и их пространственное перераспределение при латеральном электрическом транспорте в гетероструктурах с двумя каналами проводимости

В.В. Вайнберг¹, А.С. Пилипчук¹, В.Н. Порошин^{1,*}, О. Г. Сарбей¹, Н.В. Байдусь²

¹ Институт физики Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина.

² НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия.

*poroshin@iop.kiev.ua

Экспериментально показано, что при разогреве электронов латеральным электрическим полем в гетероструктурах с туннельно-связанными каналами с отличающимися уровнями размерного квантования и подвижностью носителей тока наблюдается значительное различие электронных температур в каналах. Это приводит к избыточному, по сравнению с равновесным случаем, переходу электронов в канал с малой подвижностью. В случае структур, в которых канал с малой подвижностью представляет собою фрагмент короткопериодной сверхрешетки, в полях более 400 В/см возможно получение инверсии электронной населенности между двумя нижними подзонами размерного квантования.

Введение

Особенностью латерального электрического транспорта электронов в гетероструктурах с двумя туннельно-связанными каналами проводимости с различными подвижностями носителей тока является перераспределение носителей между каналами, обусловленное их разогревом полем. Поведение температур и концентраций электронов с полем определяет различные явления в таких системах, например, получение отрицательной дифференциальной проводимости, инверсии заселенности подзон размерного квантования, модуляцию межподзонного поглощения ИК-света и т.д. Изучению разогрева электронов латеральным полем в таких системах и определению эффективности пространственного перераспределения горячих носителей и посвящена настоящая работа.

Результаты и обсуждение

Исследовались многослойные (10 периодов) AlGaAs/GaAs гетероструктуры, выращенные методом МOC-гидридной эпитаксии. Канал с высокой подвижностью носителей, $\sim (3 - 6) \cdot 10^4$ см²/В·с при 4,2 К, образован структурной нелегированной квантовой ямой (КЯ), а канал с малой подвижностью, $\sim 10^3$ см²/В·с, — потенциальной ямой дельта-слоя примеси в прилегающем слое барьера или фрагментом короткопериодной сверхрешетки

(ФКСР). Ширина структурной ямы составляла 80 Å и 140 Å для этих типов структур, соответственно. Дельта-слой примеси Si с $N=5,4 \cdot 10^{11}$ см⁻² располагался на расстоянии 100 Å от КЯ. Фрагмент решетки состоял из 10 КЯ шириной 15 Å, разделенных барьерами толщиной 15 Å. Расстояние между ФКСР и структурной КЯ составляло 40 Å. Легирование в этих структурах проводилось в барьеры между КЯ и ФКСР равномерно в слое примерно 300 Å.

Экспериментально измерялись температурные (4,2 – 300 К) и полевые зависимости коэффициента Холла (R_{Hall}) при 4,2 К, а также вольт-амперные характеристики (ВАХ) при 4,2 К. Наряду с этим, проведен расчет латеральной проводимости и аппроксимация эксперимента с учетом переходов горячих носителей между канала проводимости за счет туннелирования (см. [1]). Температура электронов в канале с высокой подвижностью рассчитывалась из баланса мощности, получаемой носителями от электрического поля и скорости потерь энергии ими при взаимодействии с фононами. Введение электронной температуры здесь является оправданным из-за высокой плотности носителей тока и, следовательно, эффективного электрон-электронного рассеяния. Температура электронов в канале с малой подвижностью для разных значений поля определялась из сравнения рассчитанной и измененной вольтамперных характеристик.

На рис. 1 приведены температурная и полевая зависимости R_{Hall} обоих типов структур. Наблюдаемое увеличение R_{Hall} во всем диапазоне электрического поля свидетельствует об избыточном переходе электронов в канал с малой подвижностью по сравнению с равновесным распределением носителей, которое определяется температурой решетки. Таким образом, полученные зависимости $R_{\text{Hall}}(E)$ указывают на значительное различие электронных температур в связанных каналах. ВАХ обоих типов структур имеют выраженный сублинейный ход. В полях $E > 100 - 200$ В/см ток стремится к насыщению.

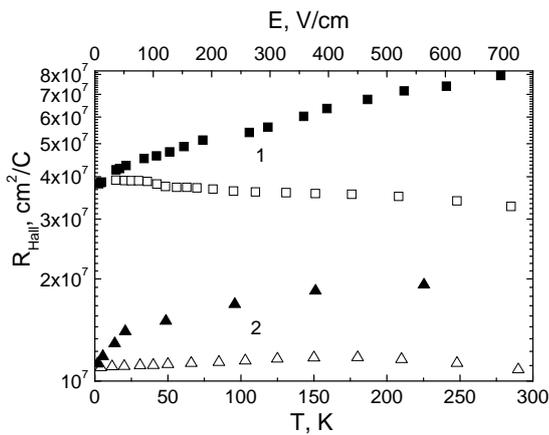


Рис. 1. Температурная (светлые значки) и полевая зависимости (темные значки) коэффициента Холла для структур с КЯ+ФКСР (1) и с КЯ+ПКЯ (2)

Установлено, что температура носителей тока в разных каналах сильно различается и по-разному ведет себя с ростом поля. В канале с высокой подвижностью носителей электронная температура сразу быстро возрастает при увеличении поля. В то же время, в канале с малой подвижностью температура носителей вначале практически не отличается от температуры кристаллической решетки. Это связано с малым обменом энергией между носителями из-за их малой концентрации и преобладающими потерями энергии носителей при взаимодействии с фононами.

Переход же носителей с ростом поля из канала с высокой подвижностью электронов приводит к увеличению электрон-электронного взаимодействия в канале с малой подвижностью, вследствие чего температура носителей в нем начинает также возрастать. Это, в свою очередь, приводит к увеличению обратного потока носителей между каналами, что обуславливает немонотонную зависимость концентраций носителей в каналах от поля. Зависимости отношения температур и концентраций электронов в разных каналах проводимости от поля для двух исследованных типов структур приведены на рис. 2. Видно, что для структур с фрагментом сверхрешетки в полях выше 400 В/см достигается инверсия населенности носителей между первой и второй подзонами размерного квантования. Отметим, что на возможность получения инверсии электронной заселенности за счет пространственного перехода горячих носителей указывалось ранее (см., например, [2]).

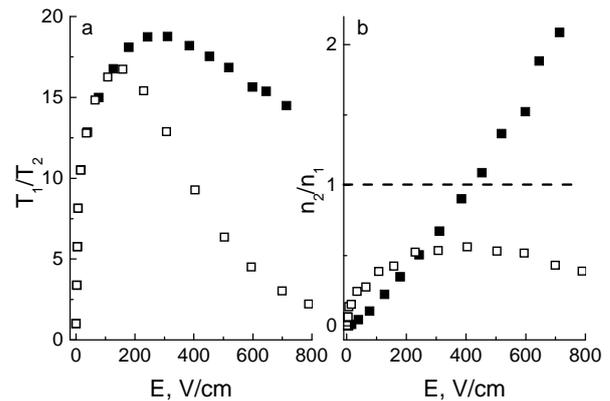


Рис. 2. Зависимости отношения температур и концентраций электронов в разных каналах проводимости от поля для структур с КЯ+ФКСР (темные значки) и с КЯ+ПКЯ (светлые значки)

Литература

1. V.V. Vainberg et al. // J. Phys. Commun. 1, 045002 (2017).
2. V.Ya. Aleshkin et al. // Proceedings of SPIE V.4318, 192 (2001).

Гетероструктуры CdHgTe большого диаметра для перспективных ИК фотоприемников

В.С. Варавин, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий, Д.В. Марин, В.Г. Ремесник, И.В. Сабина, Ю.Г. Сидоров, Г.Ю. Сидоров, М.В. Якушев*

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*yakushev@isp.nsc.ru

Приведены результаты исследования параметров многослойных гетероструктур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из кремния.

Введение

Полупроводник теллурид кадмия и ртути (КРТ) по своим уникальным физическим свойствам занимает лидирующее место в разработках инфракрасной техники.

Наиболее перспективным методом получения фоточувствительного материала является метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для создания матричных ИК фотоприемников с большим числом элементов, повышения производительности производства и снижения стоимости изделий необходимы эпитаксиальные слои CdHgTe (КРТ) на подложках большого диаметра.

Использование подложек из CdZnTe позволяет выращивать эпитаксиальные структуры CdHgTe с низкой плотностью прорастающих дислокаций. Однако, несмотря на затраченные гигантские усилия и средства, подложки большой площади из CdZnTe остаются дорогим и эксклюзивным изделием с невоспроизводимыми характеристиками. В связи с этим повсеместно разрабатываются технологии создания гетероструктур CdHgTe на альтернативных подложках, таких как Si, GaAs, Ge. Использование подложек из кремния позволяет получать матричные фоточувствительные элементы, согласованные по коэффициенту термического расширения с кремниевой интегральной микросхемой считывания сигнала (мультиплексором).

Большое различие параметров кристаллических решеток, химическая и структурная несогласованность КРТ на Si делает задачу разработки и изготовления полноформатных ИК ФП на основе гетероструктур КРТ, с параметрами, не уступающими параметрам ИК ФП на основе структур КРТ на согласованных подложках CdZnTe, чрезвычайно сложной.

Выращивание гетероструктур КРТ

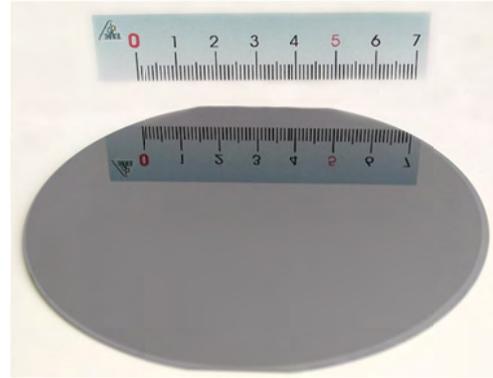
В ИФП СО РАН разработано и изготовлено уникальное отечественное оборудование для выращивания КРТ методом МЛЭ (Рис. 1а). Проведены комплексные исследования всех этапов выращивания гетероэпитаксиальных структур CdTe и CdHgTe на подложках из кремния ориентацией (013) диаметром до 100 мм. Подложки, ориентированные по плоскости (310) выбраны нами, так как они позволяют выращивать слои КРТ с высокими параметрами в более широком диапазоне условий роста по сравнению с наиболее часто используемыми подложками Si(211). Исследованы механизмы формирования гетеропереходов $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}/\text{GaAs}$ и $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}/\text{Si}$ и кинетика роста слоев CdZnTe и CdHgTe на высокоиндексных поверхностях. В результате разработана технология, позволяющая создавать на подложках из кремния нелегированные и легированные In пленки CdHgTe с низкой плотностью морфологических дефектов (Рис. 1б).

Параметры гетероструктур КРТ

В пленках МЛЭ КРТ/Si после роста наблюдаются дефекты упаковки с плотностью до 10^6 см^{-2} и прорастающие дислокации с плотностью $\sim 10^7 \text{ см}^{-2}$. Для снижения плотности прорастающих дислокаций использован циклический отжиг, в условиях, когда максимально облегчается неконсервативное движение дислокаций, что привело к снижению их плотности в активной области фотодиодов до величины $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$. Отжиги при низком давлении ртути, вызывающие введение вакансий в подрешетке металла, приводят к аннигиляции дефектов упаковки.



а



б

Рис. 1. Многомодульная установка для выращивания КРТ методом МЛЭ разработки ИФП СО РАН (а). Внешний вид гетероструктуры КРТ/кремний диаметром 100 мм

Установлено, что в пленках МЛЭ КРТ/Si после роста наблюдаются магнетопольные зависимости проводимости и коэффициента Холла в диапазоне магнитных полей 0,05÷1Тл при 77К. Эти зависимости хорошо описываются с привлечением двух типов электронов: с высокой и с низкой подвижностью, различающимися на порядок величины. Малоподвижные электроны с концентрацией около $(1-10) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, локализованы в тонком дефектном слое КРТ у границы раздела с буферным слоем, а электроны с высокой подвижностью и концентрацией $(1-5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ находятся в рабочем слое.

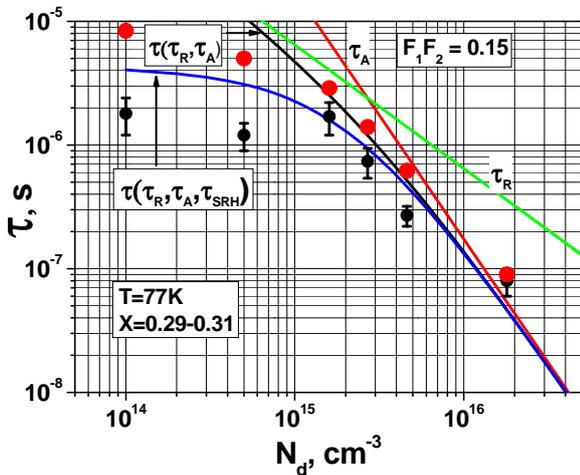


Рис. 2. Зависимость времени жизни в пленках $\text{Hg}_{1-x}\text{CdTe/Si}$ от уровня легирования In. τ_A , τ_R , τ_{SRH} – расчетные зависимости времени жизни для Оже, излучательной и Шокли-Рида рекомбинации соответственно

Доминирующим генерационно-рекомбинационным уровнем в гетероструктурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te/Si(013)}$, выращенных методом МЛЭ, являются уровни, связанные с вакансиями в подрешетке металла. Заполнение вакансий приводит к снижению вклада рекомбинации Шокли Рида и к возрастанию времени

жизни. В гетероструктурах, легированных In с концентрацией более $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, после заполнения вакансий, вклад рекомбинации Шокли-Рида при азотной температуре становится несущественным и время жизни неосновных носителей заряда ограничивается только фундаментальными межзонными механизмами рекомбинации (Рис.2).

На полученных структурах изготовлены матричные фотоприемники различного формата на диапазоны длин волн 1-3, 3-5 и 8-14 мкм, работающие как при 77К, так и повышенных температурах, с параметрами не уступающими зарубежным аналогам. Впервые изготовлен фотоприемник формата 2000×2000 элементов для средневолнового спектрального диапазона.

Полученные результаты показывают, что, несмотря на большое рассогласование параметров кристаллической решетки КРТ и кремния гетероструктуры CdHgTe/Si(013) , могут быть использованы для разработки ИК детекторов, работающих в различных спектральных диапазонах, в том числе и при повышенных температурах.

Таблица 1. Параметры ИК фотоприемников на основе гетероструктур КРТ/кремний

Формат (шаг, мкм)	Диапазон, мкм	<NETD>, мК	Количество дефектных элементов, %
320×256 (30)	3-5	<22	<1,0
320×256(30)	8-10	<35	<1,5
640×512 (25)	3,5	<15	<0,5
640×512 (25)	8-10	<40	<2

Магнитосопротивление монослойного графена с короткодействующим беспорядком

Г.Ю. Васильева, П.С. Алексеев, А.П. Дмитриев, В.Ю. Качоровский, Ю.Б. Васильев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, 194021.

Экспериментально обнаружена корневая зависимость сопротивления от магнитного поля в монослойном графене в образцах с доминирующим короткодействующим рассеянием. Полученные результаты сопоставлены с теорией.

Введение

В физике твердого тела изучению механизмов рассеяния частиц уделяется особое внимание, т.к. многие свойства физических систем определяются рассеянием энергии и импульса. Недавно была предсказана корневая зависимость сопротивления монослойного графена от магнитного поля (SRMR) для случая рассеяния носителей на короткодействующем беспорядке [1]. Важность изучения этого эффекта определяется тем, что это новый тип магнитосопротивления, который ранее не был экспериментально изучен. Такое магнитосопротивление может быть реализовано только в системах с линейной дисперсией и отсутствует в обычных полупроводниках с параболической дисперсией. Сравнивая наши экспериментальные данные с предсказанием теории, мы нашли хорошее качественное согласие и определили условия, которые должны выполняться, чтобы экспериментально наблюдать SRMR.

Эксперимент

Образцы были изготовлены методом микромеханического расслоения натурального графита. Один из исследованных образцов (sl1) отжигался при 300°C в атмосфере He₂ в течение 3 часов. Образцы sl2 и sl4 очищались с помощью установки AFM, что позволяет значительно уменьшить концентрацию заряженных примесей на поверхности графена. Образец sl3 после изготовления не очищался. Чешуйки однослойного графена располагались на подложке из сильнолегированного кремния, с одной стороны покрытого пленкой окисла SiO₂ толщиной 330 нм. С обратной стороны на кремний наносился металлический контакт, на который подавалось затворное напряжение. Контакты к слою графена были изготовлены методом фотолитографии с последующим последовательным напылением хрома и золота.

Для характеристики образцов были выполнены измерения в сильных магнитных полях, как показано на рис. 1 для образца sl2, где плато на холловских напряжениях при коэффициентах заполнения 2, 6, 10, 14, указывают на то, что наши образцы действительно являются монослойными.

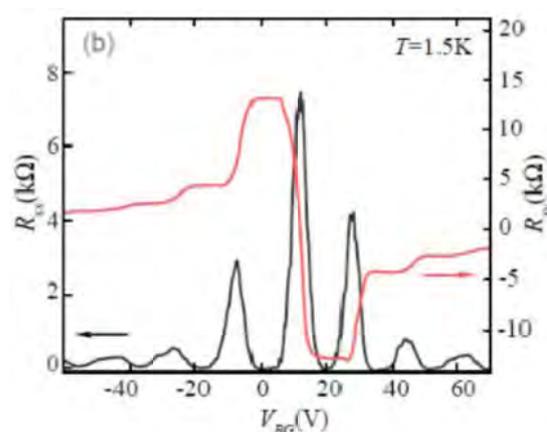


Рис. 1. Зависимость продольного R_{xx} и холловского R_{xy} сопротивления от напряжения на затворе для образца sl2 при $H=120$ кЭ

На рис. 2 показаны зависимости проводимости от напряжения на затворе V_{BG} для исследуемых образцов. Образцы различаются по степени легирования примесью, концентрация которой определяет положение точки Дирака V_D (на рис.2 обозначено стрелками): образец sl3 (зеленая линия) имеет $V_D=38$ В (сильно легированный), $U_d=5$ В для образца sl1 (серая линия), $V_D=8$ В для sl4 (красная линия) и $V_D=12,4$ В для sl2 (синяя линия).

Зависимость проводимости от V_{BG} различна для всех трех типов образцов. Для образцов sl1 и sl4 проводимость изменяется сублинейно, она является суперлинейной для sl2 и пропорциональна V_{BG} для sl3 во всем диапазоне напряжений на затворе. Сублинейная зависимость объясняется значительным вкладом рассеяния на короткодействующих примесях.

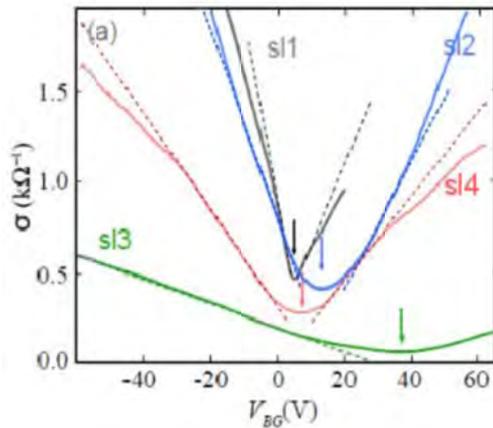


Рис. 2. Зависимости проводимости от напряжения на затворе для разных образцов

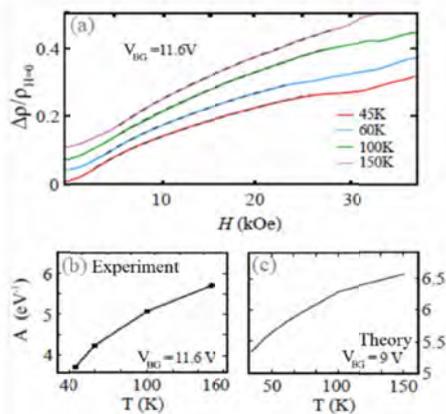


Рис. 3. а) Магнитосопротивление образца sl4 (с короткодействующими примесями) при различных температурах. Штриховые линии – подгонка с помощью квадратно-корневой зависимости. б,с) Коэффициент A как функция температуры, полученный из экспериментальных кривых для $V_{BG}=11.6$ В (б) и рассчитанный согласно теории [1] для $V_{BG}=9$ В

Результаты измерения магнитосопротивления для образца sl4 представлены на рис.3. Экспериментальные кривые с высокой точностью описываются корневой зависимостью в диапазоне магнитных полей от 5 кЭ до 25 кЭ и в интервале температур от 45К до 150К. Для всех кривых на рис. 3а мы вычислили химический потенциал, соответствующий заданным напряжениям затвора и геометрии структуры. Из измерений магнитосопротивления определена зависимость коэффициента A (соответствует наклону кривых магнитосопротивления) от тем-

пературы T_{eff} и напряжения затвора V_{BG} , предполагая, что полная температура $T_{eff} = T_{dis} + T$ включает вклады как от плавного потенциала $T_{dis} = 20$ мэВ, так и от реальной термодинамической температуры T . Мы также вычислили теоретическую зависимость $A(T)$ для нескольких напряжений затвора, близких к напряжениям затвора, на которых были измерены экспериментальные кривые на рис.3а. Видно, что они хорошо соответствуют друг другу как по порядку величины A , так и по форме зависимости A от T . Форма экспериментальной кривой для $V_{BG} = 11,6$ В очень хорошо соответствует форме теоретической кривой для $V_{BG} = 9$ В, но отличается для $V_{BG} = 11,6$ В (не показано). Это расхождение может быть связано со смещением по энергии точки Дирака из-за присутствия плавного дальнедействующего потенциала.

Используя наши экспериментальные результаты, мы можем перечислить условия, которые должны выполняться для наблюдения SRMR в слабых магнитных полях. Во-первых, SRMR реализуется только в образцах с существенным короткодействующим рассеянием, на что указывает сублинейная зависимость проводимости от напряжения на затворе. Во-вторых, SRMR наблюдается вдали от точки Дирака, потому что в точке Дирака за счет одинакового количества электронов и дырок доминирует эффект линейного магнитосопротивления [2]. В то же время, вдали от точки Дирака, эффект SRMR очень слабый в соответствии с экспоненциальным уменьшением с энергией Ферми (см. [1]). Таким образом, SRMR может наблюдаться в узком диапазоне напряжения затвора вблизи точки Дирака в образцах с короткодействующим рассеянием.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 17-72-10134).

Литература

1. P.S. Alekseev, A.P. Dmitriev, I.V. Gornyi, V.Yu Kachorovskii // Phys. Rev. B 87, 165432 (2013).
2. P.S. Alekseev, A.P. Dmitriev, I.V. Gornyi, V.Yu Kachorovskii, B.N. Narozhny, M. Schuett, M. Titov // Phys. Rev. Lett. 114, 156601 (2015).

ТГц фотоотклик в p - n переходах в графене

Г.Ю. Васильева¹, Ю.Б. Васильев¹, С.Н. Новиков², С.Н. Данилов³, С.Д. Ганичев³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, 194021.

² Aalto University, Tietotie 3, 02150, Espoo, Finland

³ Terahertz Center TerZ, University of Regensburg, Regensburg, Germany

С помощью метода УФ засветки изготовлены p - n переходы большого размера в слое эпитаксиального графена, которые исследовались в режиме фототока и фотопроводимости при облучении терагерцовым излучением.

Введение

По-видимому, наиболее распространенным оптоэлектронным устройством, используемым для регистрации электромагнитного излучения, является фотодиод. Поэтому несомненный интерес и с научной, и с практической точки зрения представляют исследования p - n переходов, изготовленных на основе пленок графена. Нами проведены исследования p - n переходов в режиме фототока и фотопроводимости в терагерцовой области спектра.

Технология изготовления p - n переходов

Графеновая пленка была выращена на кремниевой поверхности (Si-грань) подложки 4H-SiC (1000) при отжиге в парах аргона при атмосферном давлении и температуре около 1700°C в течение 5 мин. Перед изготовлением p - n переходов, пластина SiC с пленкой графена разрезалась на образцы размерами 5 на 5 мм, которые выдерживались в горячем воздухе, чтобы уменьшить концентрацию носителей заряда в пленке графена. После воздействия кислорода плотность носителей n -типа согласно нашим измерениям находилась в диапазоне (1,6 - 3,1) 10^{11} см⁻², а подвижность оценивалась примерно как (1400 - 2700) см²/В с. Затем установленный в держателе образец закрывался двумя слоями полимерных пленок: PMMA и ZEP500, для того чтобы регулировать концентрацию носителей в графене фотохимическим стробированием [1]. С помощью этой методики при облучении глубоким ультрафиолетом через теньевую маску поверхности образца, были изготовлены p - n структуры, состоящие из графеновых полос, попеременно чередующихся с p - и n -типом проводимости. Таким образом, были получены структуры в виде вставленных друг в друга двух гребенок с длинными зубчиками (рис.1), при этом одна из гребенок облучалась ультрафиолетом для изменения типа проводимости в ней. До-

за облучения была выбрана достаточно высокой, чтобы инвертировать тип проводимости в графене из n - в p - тип.

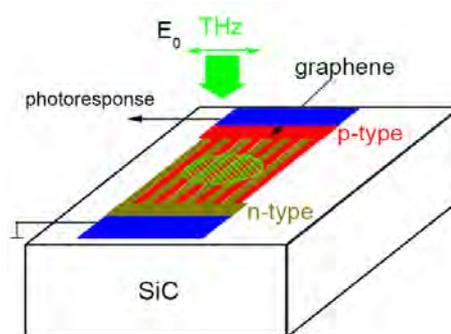


Рис. 1. Схематическое изображение образца с p - n переходом

Фотоотклик в p - n переходах в графене

Для измерения терагерцовой фотопроводимости и фототоков в графене использовался терагерцовый импульсный NH₃ лазер с накачкой CO₂ лазером. Измерения проводились при температуре 4.2 К для длин волн: 90.5 мкм – частота 3.32 ТГц, 148 мкм – 2.03 ТГц, и 280 мкм – 1.07 ТГц. Лазер испускает одиночный импульс продолжительностью 100 нс и пиковой мощностью ~100 кВт с диаметром пятна порядка 1.5 мм.

Освещая образцы при нормальном падении излучения, мы обнаружили фототок, величина которого меняется при повороте вектора поляризации падающего излучения. Фототок максимален, когда угол между поляризацией падающего лазерного излучения и плоскостью p - n перехода составляет 0, 180 и 360 градусов (рис. 2). Таким образом, фототок максимален, когда поляризация перпендикулярна p - n переходу. Отношение величин фототока для излучения, поляризованного перпендикулярно p - n переходу, и для излучения, поляризованного парал-

лельно p - n переходу, $(I_{\max} - I_{\min}) / I_{\max}$, достигает значений 0,7 - 0,8 что означает, что фототок сильно поляризован. Такая поляризационная зависимость фототоков не может быть объяснена поляризационными свойствами полосковой структуры в наших образцах, так как проводимость образца вдоль и поперек туннельно-прозрачного p - n перехода практически одинаковая. Более того, эксперименты в магнитном поле показали, что направление поляризации фототока сильно меняется с увеличением магнитного поля, что указывает на важность поляризационных свойств самих фототоков, а не структурных особенностей поверхности образца.

Мы объясняем результаты измерения фототоков в рамках квазиклассического подхода к описанию движения электронов через p - n переход. Наблюдаемый фото ответ может быть объяснен как результат выпрямления высокочастотного электрического сигнала. Электрическое поле терагерцового излучения, падающего на p - n переход, вызывает высокочастотный электрический ток, который частично выпрямляется из-за нелинейности вольтамперной характеристики p - n перехода.

Кроме эффекта выпрямления имеются другие возможности появления фототоков в p - n переходах в графене. Во-первых, это фотовольтаический механизм, когда фототок возникает при межзонном возбуждении электронно-дырочных пар и направление фототока зависит только от направления электрического поля перехода. Следует отметить, что из-за нулевой запрещенной зоны сильное электрон-электронное рассеяние приводит к ударной ионизации оже-типа или размножению носителей, когда несколько электронно-дырочных пар генерируются одним фотоном. В графеновых p - n переходах плотность фото возбужденных электронно-дырочных пар уменьшается с увеличением уровня легирования. Соответственно, фотовольтаический ток должен уменьшаться с ростом концентрации носителей, и он эффективен только для образцов с низким уровнем легирования. В наших образцах из-за большой энергии Ферми (для электронов и дырок она близка к 50 мэВ, и значительно превышает энергию фотонов ~ 10 мэВ) межзонные переходы невозможны. Во-вторых, это фото-термоэлектрический механизм. В этом случае фото возбужденные электронно-дырочные пары приводят к сверхбыстрому (~ 10 фс) нагреву носителей в графене через сильное электрон-электронное взаимодействие.

Поскольку энергия оптического фонона в графене относительно велика, носители могут поддерживать температуру, значительно превышающую температуру решетки несколько пикосекунд до начала релаксации на фононах решетки. Кроме того, из-за медленной скорости рассеяния электронов на акустических фононах для установки окончательного теплового равновесия горячих носителей в графене требуются времена порядка наносекунд.

Поэтому из-за разности температур между носителями за счет эффекта Зеебека может возникнуть фототок. Мы исключаем возможность возникновения фототоков в результате разогрева носителей светом, поскольку разогрев носителей практически не зависит от поляризации падающего излучения, и наблюдение сильной поляризационной зависимости фототоков в наших образцах невозможно объяснить фото-термоэлектрическим механизмом. Кроме того в отличие от предыдущих публикаций, где такой эффект индуцировался видимым светом за счет прямых межзонных переходов в графене, в терагерцовом диапазоне возможны только непрямые друдевские переходы, что приводит к значительно более слабому поглощению по сравнению с прямыми переходами и, соответственно, более слабому разогреву носителей заряда.

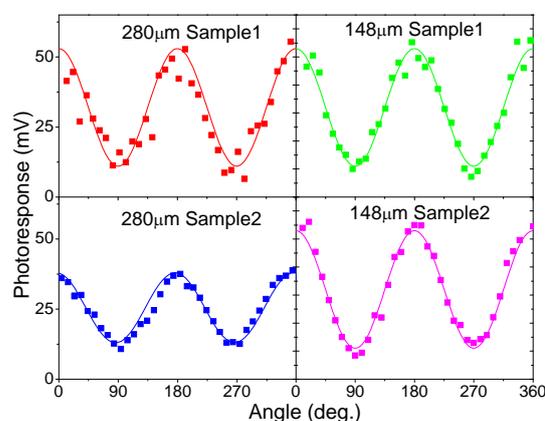


Рис. 2. Зависимости фото напряжения от угла между направлением p - n перехода и плоскостью поляризации излучения

Работа выполнена при поддержке РФФИ 16-02-00854 и DFG (SFB 1277-A04 and GRK1570).

Литература

1. S. Lara-Avila, K. Moth-Poulsen, R. Yakimova et al. // Adv. Mater. 23, 878-82 (2011).

Анализ поведения неравновесных полупроводниковых структур и СВЧ транзисторов после импульсного гамма-нейтронного облучения

М.М. Венедиктов¹, Е.А. Тарасова^{2,*}, А.Д. Боженькина², С.В. Оболенский^{2,§}

¹ ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», 603137, Нижний Новгород, ул. Тропинина, 47.

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, 603600, Нижний Новгород.

*thelen@yandex.ru, §obolensk@rf.unn.ru

В работе проведен анализ влияния неравновесных процессов в полупроводниковых структурах при радиационном воздействии на характеристики структур и транзисторов на их основе. Особое внимание обращено на сопоставление параметров опытных (экспериментальных) структур и транзисторов после гамма-нейтронного облучения.

Введение

На ранних стадиях разработки перспективных полупроводниковых структур и приборов на их основе, часто возникают сложности с изготовлением структур такого качества, чтобы внешние дестабилизирующие факторы, например, радиационное воздействие, не приводили к *резким* изменениям параметров структур, связанным с внутренней перестройкой их примесного дефектного состава.

Важным фактором здесь является неравновесность распределения дефектов и примесей на границах слоев структур, которые изменяются уже при незначительном уровне радиационного воздействия. Это вызывает разброс результатов экспериментов и затрудняет их трактовку [1]. Поскольку радиационные и технологические дефекты существенно влияют на шумы СВЧ полевых транзисторов [2, 3], то важно исследовать не только параметры полупроводниковых структур, но и измерять коэффициенты усиления и шума транзисторов до и после воздействия в *приемлемой* по объему выборке образцов.

Объекты исследований

Ранее авторами проводились теоретические и экспериментальные исследования вольт-амперных, вольт-фарадных характеристик полупроводниковых структур и СВЧ коэффициентов усиления и шума классических GaAs полевых транзисторов, а также транзисторов с двумерным электронным газом (HEMT) на InGaAs/AlGaAs и GaN/AlGaN структурах [4], как отечественного, так и зарубежного производства [4, 5].

Из [4, 5] известно, что указанные структуры и транзисторы имеют высокую радиационную стойкость и выдерживают гамма-нейтронное облучение с флюенсом нейтронов до 10^{15} см⁻² и дозой гамма-квантов до 10^7 рад. Это подтверждено и результатами работ авторов [3, 4].

Однако за рамками предыдущих работ остался большой объем данных по радиационной стойкости пробных образцов перспективных структур и СВЧ транзисторов, которые объединяло общее нестандартное поведение при *слабом* импульсном ($\tau_n \sim 1$ мс) облучении гамма-нейтронами спектра деления колоколообразного типа (0.1–3 МэВ, максимум – 1 МэВ), флюенсом 10^{12} – 10^{14} см⁻² и сопутствующей дозой гамма-квантов 10^3 – 10^5 рад.

Целью данной работы являлось выявление общих особенностей в поведении подобного рода структур и транзисторов, создание методов обработки результатов экспериментов при условии малого объема экспериментальной выборки.

В качестве основного объекта были выбраны классические СВЧ GaAs полевые транзисторы Шоттки (ПТШ), так как объем экспериментальных данных для них был наибольшим. С ними сравнивалось поведение других структур и СВЧ полевых транзисторов, перечисленных выше. Для сравнения также привлекались данные по сходному поведению опытных Si биполярных транзисторов, проявивших повышенную чувствительность их параметров при воздействии импульсного магнитного поля (0.1 Тл), когда гамма-нейтронного (т.е. дефектообразующего) облучения не было.

Эксперимент

В табл. 1 представлены экспериментальные параметры ПТШ, до и спустя 1 месяц (когда спала наведенная активность) после гамма-нейтронного облучения. Все образцы из каждой экспериментальной группы были изготовлены на одной полупроводниковой структуре. Величина разброса параметров после облучения существенно зависела от технологии изготовления и определялась степенью ее проработанности: 1 группа – экспериментальные образцы, 2 и 3 группа – образцы, изготовленные по отлаженной (серийной) технологии.

Таблица 1. Сравнение характеристик разных групп образцов ПТШ до и после гамма-нейтронного облучения. Выбран типичный представитель из каждой группы (по 16 образцов в группе). Флюенсы более 10^{14} см⁻² набирались за несколько импульсов.

№ группы образцов	Флюенс, $\times 10^{14}$ см ⁻²	Коэффициент усиления, дБ (37 ГГц)	Коэффициент шума (F), дБ (37 ГГц)	Разброс значений F в выборке, %	Напряжение исток-затвор, В	Рабочий ток, мА
1.	До	6	3,4	35	-0,24	12,9
	0,2	6	4,1	86 (!)	+0,09	12,3
		6	3,6		0	11,6
		6	5,1		-0,27	7,2
2.	До	6	3,2	29	-0,3	14,2
	4	6	4,1	27	+0,44	9,3
		5	3,4		0	4,5
		1,6	-		-0,3	1,8
3.	До	5,5	3,8	27	-0,96	13,6
	4	6 (!)	5	19 (!)	+0,07	13,6
		5,8	4,5		0	12,6
		1,2	-		-0,96	1,6

На рис. 1 показано поведение типичных представителей групп образцов при увеличении уровня облучения. Поведение групп существенно отличается – неравновесные структуры, полученные по опытной (экспериментальной) технологии имеют низкий уровень радиационной стойкости, хотя *параметры транзисторов до облучения вполне приемлемые*. Наблюдается некоторое *улучшение* параметров транзисторов в группе 3 из-за определенной комбинации концентрации доноров в канале, его толщины и длины затвора ПТШ, когда облучение приводит к оптимизации этих параметров, тогда как до облучения их комбинация была не идеальной.

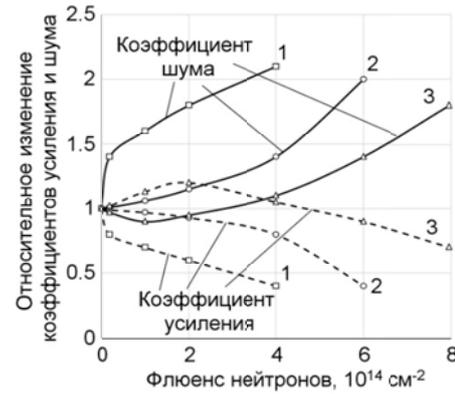


Рис. 1. Зависимость коэффициентов усиления и шума от уровня нейтронного облучения для трех ПТШ из выбранных групп образцов

Аналогичные эффекты наблюдались и в InGaAs/AlGaAs и GaN/AlGaN полевых транзисторах при гамма-нейтронном облучении и Si биполярных транзисторах при воздействии магнитного поля. Сила проявления эффекта зависела как от материала, так и от технологии изготовления.

Анализ и выводы

Анализ экспериментальных ВАХ и ВФХ структур, а также компьютерное моделирование транспорта электронов в активной области транзисторов показало, что при гамма-нейтронном облучении наблюдается радиационно-стимулированная диффузия [5] атомов примеси, которая, в некоторых случаях может существенно влиять на уровень радиационной стойкости транзисторов. Предложен метод обработки экспериментальных данных при помощи доверительной области, позволяющий проводить оценку параметров распределения ограниченных выборок образцов.

Литература

1. Е.Р. Аствацатурьян, Д.В. Громов, В.М. Ломако. – Минск: Университетское, 1992. – 219 с.
2. А.В. Моряшин, С.В. Оболенский, М.Ю. Петров, А.В. Якимов // Изв. вузов. Радиофизика, т. 50, № 2, 2007, с. 147–158.
3. С.В. Оболенский, М.А. Китаев // Письма в ЖТФ, т. 26, № 10, 2000, с. 13 – 16.
4. Е.А. Тарасова, Е.С. Оболенская, А.В. Хананова и др. // Физика и техника полупроводников, т. 50, № 12, 2016, с 1599–1604.
5. Е.А. Тарасова, А.В. Хананова, С.В. Оболенский и др.// Физика и техника полупроводников, т. 50, № 3, 2016, с. 331–338.

Висмут как топологический полуметалл. Некоторые следствия

В.А. Волков*, В.В. Еналдиев

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

*volkov.v.a@gmail.com

Построена аналитическая теория поверхностных и размерно-квантованных состояний для дираковских фермионов в висмуте с учетом недавних данных по фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES).

Введение

Долгое время считалось, что чистый висмут обладает тривиальной в топологическом отношении зонной структурой и лишь при добавлении сурьмы полученный твердый раствор может иметь топологически нетривиальную фазу. Однако недавние независимые высокоточные ARPES-измерения дали основания считать висмут топологическим полуметаллом с инвертированной зонной структурой в L-долинах. Представлен краткий обзор работ в этой развивающейся области.

Результаты

Оригинальные результаты посвящены построению аналитической теории поверхностных и размерно-квантованных состояний для дираковских фермионов в висмуте с учетом данных ARPES. Теория основана на новом граничном условии для уравнения Дирака, описывающем электроны в L-долине. Оно содержит 2 феноменологических параметра, имеющих смысл комбинации интерфейсных спин-орбитальных параметров Бычкова-Рашбы и Дрессельхауза. Значения этих параметров извлечены из сравнения с опытными данными.

Показано, что двумерные поверхностные состояния на поверхности (111)Bi вблизи M-точки имеют сильно анизотропную параболическую дисперсию с очень тяжелой эффективной массой (даже по сравнению с массой электронов в вакууме) в одном из направлений вдоль поверхности.

Интересно, что в пленке (111)Bi основная 2D подзона из L-долины не испытывает размерного квантования, что, на первый взгляд, нарушает принцип неопределенности.

Эффект связан с необычным видом вышеуказанного граничного условия: на поверхности висмута в простейшем случае зануляется не сама эффективная волновая функция, а, скорее, ее производная.

Литература

1. V.V. Enaldiev, V.A. Volkov. Quantum Confinement and Heavy Surface States of Dirac Fermions in Bismuth (111) Films: an Analytical Approach. ArXiv: 1712.03655 (2017).

Влияние магнитного поля на кинетику терагерцовой фотопроводимости в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с прямым и инверсным спектром

А.В. Галеева¹, А.И. Артамкин¹, А.С. Казаков¹, Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий², С.Н. Данилов³, Л.И. Рябова⁴, Д.Р. Хохлов^{1, 5}

¹ Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д.1, стр. 2, Москва, 119991, Россия.

² Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

³ Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия.

⁴ Химический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр.3, Москва, 119991, Россия.

⁵ Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия

*galeeva@physics.msu.ru

Исследована терагерцовая фотопроводимость в эпитаксиальных гетероструктурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным и прямым энергетическим спектром в условиях возбуждения излучением с длиной волны 280 мкм и 496 мкм. Показано, что для составов из области прямого спектра фотоотклик отрицателен и слабо меняется в магнитном поле. В образцах с инверсным спектром в отсутствие магнитного поля фотопроводимость положительна. В слабых магнитных полях $B < 1$ Тл фотоотклик представляет собой суперпозицию отрицательного и положительного вкладов, причем положительный фотоотклик оказывается асимметричен по магнитному полю. Обсуждаются возможные механизмы, ответственные за наблюдаемые эффекты.

Введение

Топологические состояния в полупроводниках с инверсным энергетическим спектром вызывают повышенный интерес [1]. В отличие от большинства топологических изоляторов, характеризующихся высокой проводимостью в объеме, в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.16$, топологическая фаза) удастся получить сравнительно низкие концентрации объемных носителей. В таких условиях представляется интересным изучение возможного проявления нетривиальных состояний на поверхности в неравновесном транспорте. Ранее нами было показано качественное различие терагерцового фотоотклика в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с прямым ($x > 0.16$) и инверсным ($x < 0.16$) спектром [2].

В настоящей работе изучено влияние магнитного поля на кинетику фотоотклика в гетероструктурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в окрестности точки инверсии энергетических зон $x \sim 0.16$ в условиях возбуждения излучением с длиной волны 280 и 496 мкм.

Исследованные образцы и методика эксперимента

Гетероструктуры на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs в направле-

нии (013). Последовательно выращивались буферные слои ZnTe, CdTe, широкозонный $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$, рабочий слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ толщиной ~ 5 мкм и верхний барьерный слой – широкозонный $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$. Все исследованные образцы характеризовались n-типом проводимости. Холловская концентрация электронов в магнитном поле ~ 0.5 кЭ составляла $\sim 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2$ К. Кинетика фотоотклика исследована в образцах с $x = 0.13$; 0.15; 0.17 при $T = 4.2$ К в условиях нормального падения импульсного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 280$; 496 мкм. Длительность импульса составляла ~ 100 нс. Магнитное поле до 4 Тл было направлено перпендикулярно плоскости образца.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлена кинетика фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ для образцов с $x = 0.13$ и $x = 0.17$, где σ_0 – значение проводимости до начала прохождения лазерного импульса, $\Delta\sigma$ – изменение проводимости в условиях возбуждения излучением с длиной волны 280 мкм (а) и 496 мкм (б). Кинетика фотопроводимости в структуре с $x = 0.15$ аналогична наблюдаемой для $x = 0.13$. Важно, что знак фотопроводимости при переходе через точку инверсии зон меняется на противоположный. В образце с $x = 0.17$ с

отрицательная фотопроводимость в условиях возбуждения квантами с энергией меньше ширины запрещенной зоны $E_g \sim 10$ мэВ, по-видимому, связана с процессами разогрева электронного газа. Положительный фотоотклик в образцах с инверсным спектром и $E_g = 0$, вероятно, обусловлен межзонной генерацией носителей. На такой механизм фотопроводимости дополнительно указывает независимость квантового выхода от длины волны падающего излучения.

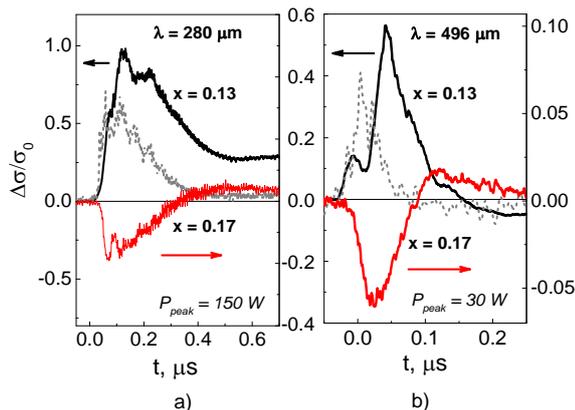


Рис. 1. Кинетика фотопроводимости образцов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с $x = 0.13$ и $x = 0.17$ в условиях возбуждения излучением с длиной волны 280 мкм (а) и 496 мкм (б). Профили лазерного импульса показаны пунктиром

Важно отметить, что в образце с $x = 0.15$ положительный фотоотклик наблюдается при возбуждении квантами с энергией ~ 2.5 мэВ, что меньше энергии Ферми ($E_F \sim 5$ мэВ), определенной в рамках двухзонного приближения. Контравариантная модуляция зонного рельефа, возникающая вследствие плавного изменения состава x на размытой гетерогранице, по-видимому, обеспечивает наличие в активном слое $Hg_{1-x}Cd_xTe$ области, в которой уровень Ферми оказывается расположенным достаточно близко к дну зоны проводимости, так что процессы фотогенерации становятся практически беспороговыми.

Магнитное поле практически не влияет на характер фотоотклика в образце с $x = 0.17$. Фотоотклик в структурах с инверсным спектром существенно зависит от магнитного поля. На рис. 2 (а, б) показана кинетика фотоотклика U_{PC} в структуре с $x = 0.13$ для двух противоположных полярностей магнитного поля B . В сильных полях $B > \sim 1$ Т фотоотклик становится отрицательным, причем его кинетика полностью аналогична наблюдаемой в образце с

прямым спектром. Такой результат может быть обусловлен открытием щели в энергетическом спектре в магнитном поле. При этом фотогенерация оказывается блокированной, и определяющими становятся процессы разогрева электронного газа.

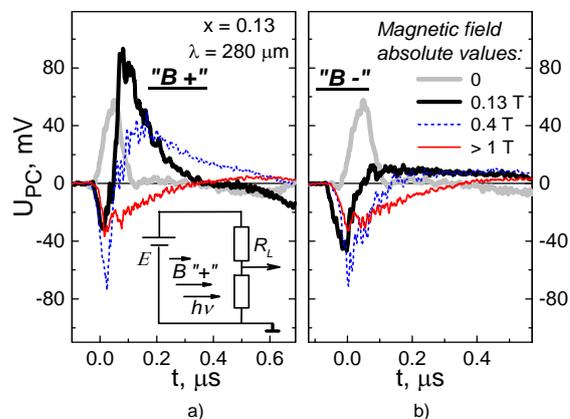


Рис. 2. Кинетика фотоотклика в структуре $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с $x = 0.13$ при $\lambda = 280$ мкм в магнитном поле противоположной полярности «В+» (а) и «В-» (б) (см. комментарии в тексте). На вставке представлена схема измерений

В слабых полях кинетика сигнала фотопроводимости оказывается зависящей от полярности магнитного поля. Если условно определить положительную и отрицательную полярность магнитного поля в соответствии со схемой, представленной на вставке к рис. 2, то в поле положительной полярности кинетика сигнала может быть описана как суперпозиция быстрой отрицательной и несколько затянутой положительной компонент (рис. 2, а). При смене полярности поля регистрируется отрицательный фотоотклик (рис. 2, б).

Асимметричный по магнитному полю положительный вклад в фотоотклик может быть обусловлен присутствием нескомпенсированного магнитного момента. Нельзя исключить, что особенности спиновых состояний в топологической фазе в значительной мере определяют наблюдаемый эффект асимметрии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №17-72-10064.

Литература

1. A. Bansil et al. // Rev. Mod. Phys., V. 88, 021004 (2016)
2. А. В. Галеева и др. // Письма в ЖЭТФ, т. 106, 155 (2017).

Фотогальванические эффекты в полуметаллах Вейля

Л.Е. Голуб*, Е.Л. Ивченко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*golub@coherent.ioffe.ru

Введение

Полуметаллами Вейля называются объёмные кристаллы, в которых уровень Ферми проходит вблизи точек в зоне Бриллюэна, где спектр носителей тока двукратно вырожден, а вблизи них энергия линейно зависит от квазиимпульса. Такие точки называются вейлевскими, потому что эффективный гамильтониан вблизи них имеет вид гамильтониана Вейля:

$$H(\mathbf{k}) = C v_0 \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{k} — квазиимпульс электрона, отсчитанный от вейлевской точки, $\sigma_{x,y,z}$ — матрицы Паули, описывающие состояния, двукратно вырожденные при $\mathbf{k}=\mathbf{0}$, v_0 — постоянная, имеющая смысл скорости носителей, а $C = \pm 1$ — киральность вейлевской точки. При конечном квазиимпульсе $k \neq 0$ каждое состояние не вырождено. Это отличает вейлевские полуметаллы от дираковских, в которых из-за наличия пространственной инверсии имеется двукратное вырождение по спину. Примерами вейлевских полуметаллов являются TaAs, TaP, NbAs, NbP, WTe₂. Вейлевские точки существуют парами противоположной киральности: если в кристалле имеется вейлевская точка с $C = 1$, то обязательно есть и другая с $C = -1$. В указанных выше полуметаллах по 24 вейлевских точки.

Циркулярный и магнитоиндуцированный фототок

Явлениями, характерными именно для полуметаллов Вейля, являются фотогальванические эффекты. При поглощении света круговой поляризации в каждом вейлевском узле генерируется фототок, инвертирующий направление при смене правой поляризации света на левую. Темп генерации такого фототока универсален: он определяется киральностью и комбинацией мировых постоянных. Однако,

из-за обязательного наличия второго вейлевского узла с противоположной киральностью полный фототок в такой модели равен нулю. В работе проанализированы поправки к гамильтониану Вейля, описывающие фототок, недавно зарегистрированный в экспериментах — наклон спектра и нелинейные по \mathbf{k} вклады в гамильтониан, см. [1].

В работе также построена теория магнитоиндуцированного фотогальванического эффекта. Он состоит в возникновении электрического тока при поглощении неполяризованного излучения во внешнем магнитном поле:

$$\mathbf{j} \sim \mathbf{V} |\mathbf{E}|^2. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{j} — плотность тока, \mathbf{V} — напряженность магнитного поля, и \mathbf{E} — электрическое поле излучения. Для расчёта фототока (2) в работе учтено, что энергетический спектр в сильных магнитных полях состоит из одномерных подзон. В легированном полуметалле прямые оптические переходы между заполненными и пустыми подзонами при нулевой температуре происходят при положительных или отрицательных значениях проекции квазиимпульса на магнитное поле — в зависимости от киральности. Поэтому в каждом вейлевском узле генерируется фототок, меняющий направление на противоположное при смене знака магнитного поля. Чтобы получить конечный фототок после суммирования по узлам необходимо выйти за пределы простой вейлевской модели (1) и учесть наклон спектра — спин-независимые линейные по \mathbf{k} вклады в гамильтониан.

Литература

1. Л.Е. Голуб, Е.Л. Ивченко, Б.З. Спивак // Письма в ЖЭТФ, т. 105, 744 (2017).

Электрорфизические свойства трехмерных топологических изоляторов Bi_2Te_3 и $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$ со встроенным p - n переходом

В.А. Голяшов^{1, 3 *}, К.А. Кох^{2, 3}, О.Е. Терещенко^{1, 3}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

²Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, пр. ак. Коптюга, 3, Новосибирск, 630090.

³Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

*vladimirgolyashov@gmail.com

Используя особенности роста модифицированным методом Бриджмена получен встроенный p - n переход в монокристаллах, выращенных из расплавов со стехиометрическими составами $\text{Bi}_{1.9}\text{Te}_{3.1}$ и $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$. Изучено пространственное распределение термоэлектрических и гальваномангнитных свойств в полученных кристаллах. Показано, что на поверхности (0001) кристаллов после скола в вакууме как в p -, так и n - областях наблюдается изгиб зон вниз, который может приводить к формированию двумерного электронного газа.

Введение

Несмотря на экспериментальное подтверждение существования невырожденных по спине топологических поверхностных состояний с законом дисперсии, образующим конус Дирака, на поверхности (0001) халькогенидов висмута и сурьмы $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_y\text{Se}_{3-y}$ методом фотоэмиссионной спектроскопии, высокая концентрация свободных носителей в объеме этих материалов, обусловленная большой плотностью дефектов кристаллической структуры, и, как следствие, закрепление уровня Ферми в разрешенных зонах и сильное шунтирующее действие объема не позволили до сих пор однозначно выделить вклад поверхностных состояний в транспортных измерениях. Создав p - n переход в объеме кристалла, формально, можно получить область собственной проводимости (с уровнем Ферми внутри запрещенной зоны и минимальным количеством дефектов), либо область компенсации, и подавить объемную проводимость в направлении, обратном, p - n переходу. Кроме того, p - n переходы в трехмерных топологических изоляторах интересны тем, что в них предсказан ряд интересных электронных и спиновых явлений.

Известно, что тип проводимости теллурида висмута Bi_2Te_3 определяется наличием антиструктурных дефектов Bi_{Te} (акцептор) и Te_{Bi} (донор), и кристаллы, выращенные из расплавов с содержанием Те более 63% всегда имеют электронную проводимость, а меньше 60% - дырочную проводимость. На основании равновесной фазовой диаграммы и

условий роста кристаллов Bi_2Te_3 из нестехиометрических расплавов с содержанием 60 – 63% Те вертикальным методом Бриджмена можно реализовать p - n переход в направлении роста кристалла, механизм формирования которого связан с эффектом сегрегации компонентов в процессе роста и изменения состава ростового расплава [1].

В работе изучались монокристаллы, выращенные модифицированным вертикальным методом Бриджмена из расплавов со стехиометрическими составами $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_{1.9}\text{Te}_{3.1}$. Были исследованы коэффициент термо-ЭДС, проводимость и эффект Холла в образцах, взятых в различных частях кристаллов вдоль оси роста. Также, методом фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) исследована электронная структура поверхности (0001) в различных областях кристаллов.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 (а) показаны распределения коэффициента термо-ЭДС, измеренные вдоль оси роста кристаллов, выращенных из расплавов с исходными составами $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{1.2}\text{Te}_3$. В кристалле $\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{1.2}\text{Te}_3$ коэффициент термо-ЭДС всюду положителен, что указывает на дырочный тип проводимости, и находится в интервале 150 – 200 мкВ/К. Смена знака коэффициента термо-ЭДС в кристалле $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$ с положительного на отрицательный на расстоянии ~50 мм от начала кристалла указывает на смену типа проводимости с дырочной на электронную, и, соответственно, наличие встроен-

ного латерального р-пперехода в этой области кристалла.

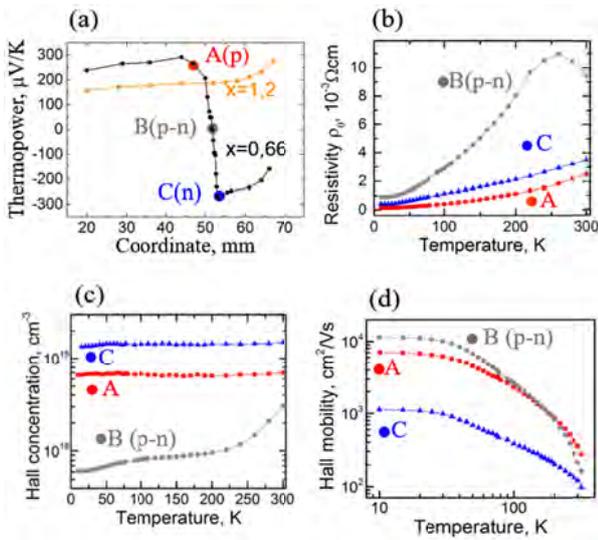


Рис. 1. (а) Распределения коэффициента термо-ЭДС вдоль оси роста кристаллов, выращенных из расплавов составов $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{1.2}\text{Te}_3$. (б), (с) и (д) - Зависимости удельного сопротивления, Холловской концентрации и подвижности носителей заряда от температуры в указанных точках А, В и С кристалла $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$

Для детального изучения были отобраны образцы в точках А, В и С кристалла $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$, указанных на рис.1(а). Зависимости удельного сопротивления от температуры (рис.1(б)) во всех трех точках имеют металлический характер, однако его величина в точке В, непосредственно соответствующей области р-п перехода, оказалась наибольшей. Концентрация носителей заряда (рис.1(с)) в точках А и С не зависит от температуры и составляет $p = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $n = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответственно. В точке В концентрация носителей уменьшается с температурой от $r = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре до $p = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При этом во всех точках наблюдалось сильное положительное магнетосопротивление и слабая нелинейность эффекта Холла, указывающие на присутствие нескольких групп носителей заряда, что можно связать с наличием неоднородностей в объеме изучаемых образцов, в том числе флуктуации электрохимического потенциала в объеме кристаллов [2]. Можно предположить, что в области р-п перехода происходит компенсация примесей.

Несмотря на наличие р-пперехода в объеме кристалла $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$, данные, полученные методом

ARPES (рис. 2) показывают, что уровень Ферми на поверхности (0001) после скола в сверхвысоком вакууме как для п-, так и для р- областей кристалла находится в зоне проводимости. Т.е. на поверхности присутствует изгиб зон вниз, который, в случае объемной дырочной проводимости, приводит к формированию двумерного электронного газа на поверхности. Изгиб зон можно объяснить как адсорбцией остаточных газов из вакуумной камеры, так и закреплением уровня Ферми на «обыкновенных» поверхностных состояниях, обусловленных образующимися в процессе скола дефектами поверхности. При этом топологическое поверхностное состояние сохраняется.

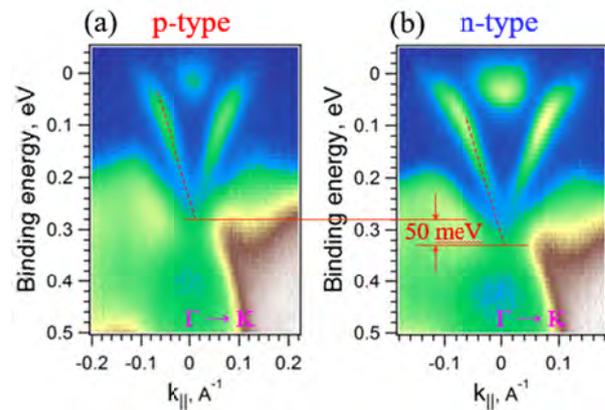


Рис. 2. Дисперсионные зависимости, полученные методом ARPES для поверхности (0001) в р- (а) и п- (б) областях кристалла $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$ (направление Γ -К, $h\nu = 23 \text{ эВ}$)

В кристаллах $\text{Bi}_{1.9}\text{Te}_{3.1}$ со встроенным р-п переходом, в области электронного типа проводимости вблизи р-п перехода наблюдалось увеличение подвижности носителей (до величины $70000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ при $T = 4,2 \text{ К}$ и концентрации $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), связанное с эффектом экранирования заряженной примеси свободными носителями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-32-00637 мол_а) и РНФ (грант 17-12-01047).

Литература

1. К.А. Kokh, S.V. Makarenko, V.A. Golyashov, O.A. Shegai, O.E. Tereshchenko // CrystEngComm., 16, 581-584 (2014).
2. T. Bathon, S. Achilli, P. Sessi, V.A. Golyashov, K.A. Kokh, O.E. Tereshchenko // Advanced Materials, DOI: 10.1002/adma.201504771 (2015).

Связь электронных свойств квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией, с их структурой

А.П. Горшков^{1,*}, Н.С. Волкова², Д.А. Павлов¹, Ю.В. Усов¹,
Л.А. Истомина², С.Б. Левичев²

1 ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 НИИ химии ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

* gorshkovap@mail.ru

Основываясь на комплексном исследовании структурных и электронных свойств квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией, выбрана модель их строения в виде трех сопряженных основаниями усеченных пирамид, учитывающая диффузионное размытие состава со стороны основания и боковой поверхности, а также сегрегацию индия вблизи вершины.

Введение

Электронные характеристики квантовых точек (КТ) определяются их размером, формой и химическим составом. Несмотря на широкий спектр применения данных структур, в литературе не в полной мере присутствуют исследования, отражающие связь между структурой КТ и их электронными свойствами. Известна всего одна работа [1], в которой результаты экспериментальных исследований электронных свойств КТ InGaAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией при пониженном давлении, посредством теоретического моделирования позволили уточнить данные о форме и составе КТ, полученные микроскопическими методами. В данной работе исследуются КТ InAs/GaAs, выращенные газофазной эпитаксией при атмосферном давлении, которые имеют существенно меньшую энергию основного оптического перехода ($E_0 \approx 0.95$ эВ) и, следовательно, отличаются по форме и составу от КТ, изученных в [1]. Целью данной работы было получение самосогласованной информации о параметрах строения КТ InAs/GaAs и их электронной структуре.

Методика эксперимента

В данной работе исследовалась структура с КТ InAs/GaAs, выращенная в НИФТИ ННГУ методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений при атмосферном давлении водорода. На поверхности (100) *s*-GaAs последовательно выращивались буферный слой *n*-GaAs толщиной

0.6 мкм, слой КТ InAs и 0.2 мкм покровный слой GaAs. Исследования формы и состава КТ проводились на просвечивающем электронном микроскопе JEOL JEM-2100F с рентгеновским энергодисперсионным детектором X-Max Oxford Instruments. Информация о спектре оптических переходов в КТ была получена методом фотоэлектрической спектроскопии. Для верификации модели строения КТ, в отличие от [1], использовались не только энергии оптических переходов, но и параметры (длина d и направление) дипольного момента экситона в КТ, которые чувствительны к градиенту содержания In в направлении роста [2], а также расстояние между основным и первым возбужденным оптическими переходами ($E_1 - E_0$), зависящее от латерального размера КТ [3], и высота эмиссионного барьера для электронов. Данные о дипольном моменте были получены спектроскопией квантово-размерного эффекта Штарка [4]. Высота эмиссионного барьера для электронов (E_{0c}), то есть расстояние от основного электронного уровня в КТ до дна зоны проводимости матрицы GaAs, определялась из исследований температурных зависимостей fotocувствительности от КТ. Расчет зонной структуры, энергетического спектра и огибающих волновых функций носителей в КТ выполнялся в программном пакете Nextnano⁺⁺ [5] в приближении эффективной массы.

Результаты и обсуждение

Для верификации модели строения КТ использовались следующие значения параметров:

$E_0 \approx 0.95$ эВ, $E_1 - E_0 \approx 0.08$ эВ, $E_{oc} \approx 0.2$ эВ, $d \approx 0.5$ нм (направлен от основания к вершине КТ). Заметим, что они характерны для всех КТ с достаточно толстым покровным слоем GaAs, выращенных газовой фазой эпитаксией при атмосферном давлении. Расчет в Nextnano⁺⁺ состоял из трех этапов: решение задачи минимизации упругой энергии для получения распределения полей деформаций в структуре; расчет зонной структуры с учетом полученных упругих напряжений; решение уравнения Шредингера в приближении эффективной массы. Упругая задача решалась в рамках макроскопической теории упругости непрерывных сред. При расчете положений краев зон в деформированной структуре считалось, что на зону проводимости влияют только гидростатические деформации, а на валентную зону тяжелых дырок еще и сдвиговые.

Для расчетов была выбрана модель строения КТ в виде трех сопряженных основаниями усеченных пирамид с переменным составом (рис. 1), в которой можно учесть следующие имеющие место в реальных выращенных газовой фазой эпитаксией КТ InAs/GaAs особенности: диффузионное размытие состава КТ InGaAs со стороны основания и боковой поверхности, а также сегрегацию In, приводящую к увеличению его концентрации у вершины КТ.

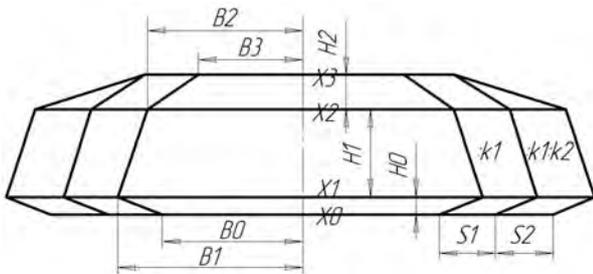


Рис. 1. Схематическое изображение КТ с вертикальным и латеральным градиентом состава (коэффициенты k_1 и k_2 отражают уменьшение содержания In в латеральном направлении)

Для различных моделей строения КТ проведен расчет энергетического спектра и волновых функций носителей заряда. Установлено, что в моделях с постоянным составом невозможно получение дипольного момента, направленного, как показывает эксперимент, от основания к вершине КТ. Для смещения дырки по направлению к вершине КТ необходим градиент содержания In в направлении роста. Подобный вывод об

увеличении концентрации In у вершины КТ был сделан и в теоретической работе [2]. Также установлено, что для получения правильной величины $E_1 - E_0$ центральная область КТ (рис. 2, жирная линия) должна быть обогащена In значительно сильнее, чем периферия. В результате анализа множества различных конфигураций КТ, с учетом данных, полученных методом электронной просвечивающей микроскопии, найдены параметры строения КТ, обеспечивающие хорошее согласие результатов расчета с экспериментально определенными электронными параметрами КТ (см. подпись к рис. 2).

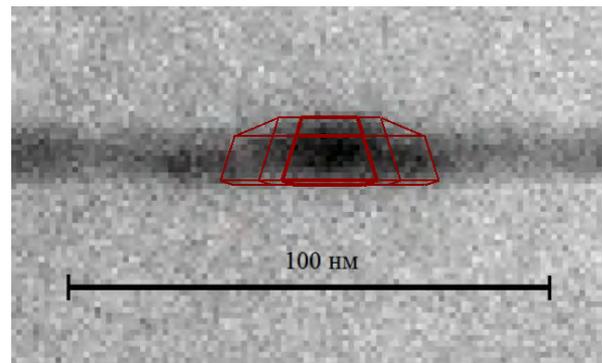


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение поперечного среза структуры с КТ и модель строения с оптимальными параметрами: $B_0 = 7$ нм, $B_1 = 10$ нм, $B_2 = 7$ нм, $B_3 = 6$ нм, $H_0 = 1$ нм, $H_1 = 9.5$ нм, $H_2 = 4$ нм, $x_0 = 0$, $x_1 = 0.1$, $x_2 = 1$, $x_3 = 1$, $S_1 = 5$ нм, $k_1 = 2$, $S_2 = 8$ нм, $k_2 = 2$, $E_0 = 0.944$ эВ, $E_1 - E_0 = 0.078$ эВ, $E_{oc} = 0.22$ эВ, $d = 0.39$ нм

Авторы выражают благодарность в.н.с. НИФТИ ННГУ Б. Н. Звонкову за выращивание структуры.

Работа выполнена при поддержке государственного задания Министерства образования и науки России (4.8337.2017/БЧ).

Литература

1. J. Shumway, A. J. Williamson, Alex Zunger et al. // Phys. Rev B, V. 64, 125302 (2001).
2. W. Sheng, J. P. Leburton // Phys. Rev. B, V. 63, 161301 (2001).
3. M. Grundmann, O. Stier, D. Bimberg // Phys. Rev. B, V. 52, 11969 (1995).
4. P.W. Fry, I.E. Itskevich, D.J. Mowbray et al. // Phys. Rev. Lett., V. 84, 733 (2000).
5. <http://www.nextnano.com/nextnanoplus>.

Роль спин-орбитального взаимодействия в режиме квантового эффекта Холла в системах InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs

С.В. Гудина^{1*}, Ю.Г. Арапов¹, В.Н. Неверов¹, Е.В. Ильченко¹, А.П. Савельев¹,
С.М. Подгорных¹, Н.Г. Шелушина¹, М.В. Якунин¹, И.С. Васильевский²,
А.Н. Виниченко²

¹ Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

*svpopova@imp.uran.ru

Исследованы продольное ρ_{xx} и холловское ρ_{xy} сопротивления структуры с квантовой ямой n-In_{0.9}Ga_{0.1}As/In_{0.81}Al_{0.19}As в магнитных полях до 9 Тл и температурах T от 1.8 до 30 К. Сочетание наблюдаемого П-образного поведения зависимости $\sigma_{xx}(B)$ для нечетных факторов заполнения при $T \geq 10$ К с «классическим» типом расходимости радиуса локализации, $\xi(T) \sim (T/T_0)^{4/3}$, при $T \approx (1 \div 10)$ К свидетельствует о существенной роли спин-орбитального взаимодействия в процессах локализации – делокализации носителей в исследованной системе InGaAs/InAlAs.

При традиционном рассмотрении режима целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) предполагается, что в центре каждого уширенного уровня Ландау существует только одно делокализованное состояние. Картина существенно усложняется, когда индуцированная беспорядком ширина уровня Ландау, Γ , становится сравнимой с величиной зеемановского расщепления Δ . Будет ли при этом спиновое расщепление σ_{xx} -пика наблюдаемым, определяется как температурой, T , так и степенью беспорядка: пики сливаются с ростом T при характерной температуре, которая является функцией параметра Δ/Γ .

Имеется ряд экспериментальных свидетельств того, что перекрытие зеемановских уровней может сильно затруднить локализацию электронных состояний [1-3].

Результаты эксперимента и их обсуждение

Исследованы продольное ρ_{xx} и холловское ρ_{xy} сопротивления структуры с квантовой ямой n-In_{0.9}Ga_{0.1}As/In_{0.81}Al_{0.19}As с концентрацией $n = 6.8 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 20 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ в магнитных полях до 9 Тл и температурах T от 1.8 до 30 К. Для 2D-структур на основе InGaAs характерно наличие сильного спин-орбитального взаимодействия, которое (наряду с обменным взаимодей-

ем) определяет спиновое расщепление уровней Ландау [4].

В исследованных нами образцах при достаточно высоких температурах, $T \approx (10 \div 30)$ К, в области нечетных факторов заполнения, $\nu = 5, 7, 9$, наблюдается явно выраженная П-образная (box-like в терминах работы [5]) форма кривых $\sigma_{xx}(B)$: $\sigma_{xx} \sim e^2/h$ в интервале магнитных полей ΔB , охватывающем два спин-расщепленных пика, и быстро спадает вне этого интервала.

При понижении температуры для каждого фактора заполнения ($\nu = 3, 5, 7, 9$) формируется два отдельных (уширенных) пика. При $T \leq 10$ К зависимость ширины каждого из спин – отщепленных пиков $\sigma_{xx}(\rho_{xx})$, ΔB , подчиняется скейлинговому закону $\Delta B(T) \sim (T/T_0)^{\kappa}$ с $\kappa \approx 0.75$ вплоть до температуры $T \approx 1$ К, ниже которой зависимость $\Delta B(T)$ стремится к насыщению.

Наблюдаемое поведение соответствует представлениям, развитым в [5] для электронных систем с плавным примесным потенциалом в условиях, когда два уширенных беспорядком зеемановских уровня Ландау сильно перекрываются, $\Gamma \geq \Delta$. Показано, что в этой ситуации спин-орбитальное (СО) взаимодействие является причиной радикального изменения перколяционной сетки и природы локализации в режиме КЭХ.

При достаточно высоких температурах, когда длина фазовой когерентности, L_ϕ , становится меньше квантовой длины локализации в центре между энергиями двух зеемановских уровней, $\xi(0)$, именно наличие СО - связи приводит к появлению вблизи нечетных факторов заполнения металлической полосы с хорошо выраженными границами и к П - образному увеличению диссипативной проводимости в этой области магнитных полей.

Согласно [5], когда по мере понижения температуры L_ϕ превышает $\xi(0)$, должно происходить падение величины σ_{xx} между центрами зеемановских уровней и проявляться два хорошо разрешенных пика $\sigma_{xx}(\rho_{xx})$. При наличии СО - взаимодействия топология перколяционной сетки в случайном потенциале и в этом пределе усложняется из-за взаимосвязи двух проводящих сеток: траектории электрона со спином вверх с траекторией со спином вниз. Главное следствие этой модели (в отличие от случая отсутствия СО-связи) состоит в том, что длина квантовой локализации, $\xi(E)$, зависит от энергии как классический радиус перколяции (радиус классического протекания).

Таким образом, сочетание наблюдаемого нами П - образного поведения зависимости $\sigma_{xx}(B)$ для не-

четных факторов заполнения при $T \geq 10$ К с "классическим" типом расходимости радиуса локализации, $\xi(T) \sim (T/T_0)^{4/3}$, при $T \approx (1 \div 10)^\circ\text{K}$ свидетельствует о существенной роли спин-орбитального взаимодействия в процессах локализации – делокализации носителей в исследованной системе InGaAs/InAlAs.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326 при поддержке РФФИ № 18-02-00172.

Литература

1. S.W. Hwang, H.P. Wei, L.W. Engel, D.C. Tsui, Phys. Rev. B **48**, 11416 (1993).
2. D. Shahar, M. Hilke, C.C. Li, D.C. Tsui, S.L. Sondhi et al. // Sol. Stat. Comm. **107**, 19 (1998).
3. H.P. Wei, S.W. Hwang, D.C. Tsui, A.M.M. Pruisken // Surf. Sci. **229**, 34 (1990).
4. С.С. Криштопенко, К.П. Калинин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев, М. Goiran // ФТП, **46**, 1186 (2012).
5. D.G. Polyakov, M.E. Raikh // Phys.Rev.Lett. **75**, 1368 (1995).

Трехмерный топологический изолятор на основе напряженной квантовой ямы HgTe

С.А. Дворецкий^{1,4*}, Д.А. Козлов^{1,2}, М.Л. Савченко^{1,2}, З.Д. Квон^{1,2}, Н.Н. Михайлов¹, Н. Maier³, J. Ziegler³, R. Fisher³, D. Weiss³.

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13.

²Новосибирский Государственный Университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.

³Institute of Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, 93053, Regensburg, Germany.

⁴Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050. Томск, пр. Ленина.

*dvor@isp.nsc.ru

Представлены результаты по выращиванию квантовых ям (КЯ) HgTe различной толщины. Слои HgTe толщиной до 80 нм в $\text{Hg}_{0,3}\text{Cd}_{0,7}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Hg}_{0,3}\text{Cd}_{0,7}\text{Te}$ КЯ представляют собой напряженные структуры и в инверсном состоянии являются топологическими изоляторами. Проведены исследования трехмерного топологического изолятора на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм. Транспортный и емкостной отклик такой системы в классических и квантовых магнитных полях показали, что такая система является высококачественным трехмерным топологическим изолятором с подвижностью поверхностных электронов порядка $5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Обнаружено, что вклад в проводимость дают поверхностные или объемные электроны, а также объемные дырки в зависимости от положения уровня Ферми. В перпендикулярном магнитном поле возникают осцилляции Шубникова-де Гааза. Показано, что в емкостном отклике осцилляции формируются преимущественно электронами, расположенными на верхней поверхности пленки. Определена фаза Берри поверхностных электронов и ее зависимость от энергии Ферми. Впервые изготовлена и исследована сверхрешетка антиоточек, воздействующих лишь на верхнюю поверхность пленки. Транспортный отклик такой системы указал на наличие связи вектора движения и направления спина.

Введение

Двухмерные (2D) и трехмерные (3D) топологические изоляторы (ТИ) представляют собой новый класс веществ, основным из свойств которых является наличие изолирующего объема и проводящих поверхностных состояний с жесткой связью между волновым вектором и спином [1,2]. Такая связь была убедительно продемонстрирована для 3D ТИ с помощью спин-чувствительной электронной спектроскопии ARPES. Изучение ARPES пленки (001) HgTe толщиной 1 мкм показало наличие дисперсии поверхностных состояний и объемных зон [3]. Исследования транспорта напряженных квантовых ям (КЯ) HgTe толщиной 70 мкм выявило состояние 3D ТИ в такой системе [3]. В данной работе были представлены результаты по выращиванию HgTe КЯ толщиной до 200 нм. Для HgTe КЯ толщиной 80 нм, являющейся высококачественным 3D ТИ, проведены магнито-транспортные исследования, демонстрирующие спиновую поляризацию дираковских электронов, расположенных на поверхности пленки HgTe.

Выращивание HgTe квантовых ям

Выращивание HgTe КЯ проводилось методом МЛЭ на подложках из (013)GaAs с прецизионным мониторингом параметров слоев *in situ* [4]. После выра-

щивания на атомарно-чистой поверхности GaAs последовательных буферных слоев ZnTe и CdTe толщиной до 0,03 и 5,5 мкм проводился рост HgTe КЯ, состоящей из слоя HgTe толщиной (d), расположенной между легированных или Нелегированных широкозонных обкладок (spacers) $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \sim 0,65 - 0,7$) и защитным слоем CdTe на поверхности.

Экспериментальные образцы

Исследуемые образцы представляли собой оснащенные TiAu-затвором холловские транзисторы с длиной центральной части 450 мкм и шириной 50 мкм. На основе напряженной HgTe КЯ с толщиной $d = 80 \text{ нм}$. В качестве диэлектрика использовался Al_2O_3 и $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$. (рис. 1). С помощью электронной литографии и химического травления была изготовлена сверхрешетка антиоточек с радиусом 100-150 нм и периодом 400-800 нм (рис. 3 а).

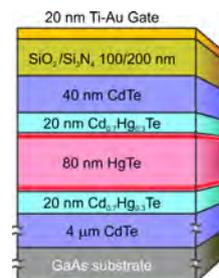


Рис. 1. Схема образца для транзисторов

Экспериментальные результаты

Проведены транспортные измерения и емкостной отклик исследуемого образца. Показано, что комбинирование представленных вклад от различных групп носителей и извлечь ранее методик позволяет надежно идентифицировать недоступную информацию. Измерение квантовой емкости между затвором и HgTe пленкой дает прямую информацию о двумерной плотности состояний.

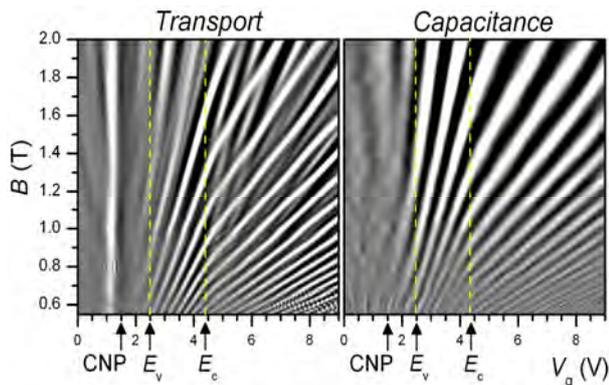


Рис. 2. Сравнение диаграмм уровней Ландау, полученных из транспортных и емкостных измерений. Идентифицированы затворные напряжения, соответствующие положению уровня Ферми вблизи точки зарядовой нейтральности (CNP), потолка валентной зоны (E_v) и дна зоны проводимости (E_c)

Сравнение поведения возникающих в магнитном поле осцилляций Шубникова-де Газа (ШдГ), одновременно наблюдаемых в проводимости (панель слева на рис. 2) и емкости (панель справа на рис. 2) исследуемой системы, позволяет сделать вывод о том, что емкостная спектроскопия селективно чувствительна к дираковским электронам, расположенным на верхней поверхности пленки HgTe. Об этом свидетельствует более "чистая" емкостная диаграмма уровней Ландау по сравнению с транспортной, а также излом, наблюдаемый в диаграмме уровней Ландау при заполнении зоны проводимости электронов (E_c на рис. 2). Наблюдаемое различие означает, что магнетоемкостная спектроскопия позволяет зондировать уровни Ландау, формируемые поверхностными электронами, даже в условиях наличия большого количества объемных носителей и, таким образом, является мощным инструментом для изучения любых трехмерных топологических изоляторов, в которых наблюдаются осцилляции ШдГ в перпендикулярном магнитном поле. Из анализа положения осцилляций в обратном магнитном поле определена величина фазового сдвига осцилляций, часто ассоциируемая с фазой Берри, а также ее зависимость от энергии Ферми. На другой группе образцов был впервые изучен транспортный

отклик дираковских электронов, расположенных на одной поверхности трехмерного топологического изолятора.

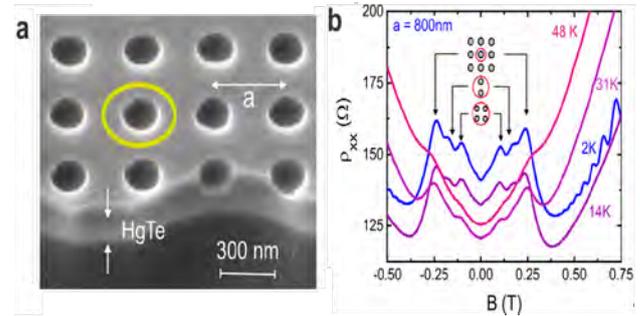


Рис. 3. а - Электронная микрофотография квадратной сверхрешетки антиточек периодом 400 нм. Желтым цветом схематично показана траектория движения электронов по циклотронной орбите в условиях геометрического резонанса. б - Измеренные зависимости магнитосопротивления для сверхрешетки с периодом 800 нм при различных температурах. Хорошо видны резонансные пики, не чувствительные к повышению температуры и соответствующие охватыванию циклотронной орбитой одной, двух и четырех антиточек

Для этого на поверхность пленки была нанесена сверхрешетка антиточек (несквозных отверстий). Антиточки изменяют транспортный отклик и приводят к формированию резонансных пиков магнитосопротивления, положение которых определяется свойствами электронов, расположенных на верхней поверхности пленки. Анализ пиков показал, что у поверхностных электронов отсутствует спиновое вырождение, что, в свою очередь, объясняется их спиновой поляризацией, т.е. связью вектора движения и направления спина.

Работа выполнена при частичной поддержке проектом № 306-2018-0010 Комплексной программы фундаментальных исследований СО РАН "Междисциплинарные интеграционные исследования" на 2018-2020 гг. и программой Volkswagen Stiftung.

Литература

1. C.L. Kane and E.J. Mele // *Physical Review Letters* 95, 226801, (2005).
2. L. Fu and C.L. Kane // *Physical Review B* 76, 045302, (2007)
3. C. Brüne, C.X. Liu et al. // *Physical Review Letters* 106, 126803, (2011).
4. S. Dvoretzky, N. Mikhailov et al. // *J. Electronic. Mat.* V. 39, N. 7, 918, (2010)

Расчет параметров Рашба и Дрессельхауза в InGaAs/GaAs квантовых ямах конечной глубины

В.Е. Дегтярев¹, С.В. Хазанова¹, А.С. Белов¹, А.А. Конаков¹

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.

*khazanova@phys.unn.ru

С помощью 8-зонной модели Кейна и конечно-разностной схемы численно выполнены расчеты энергетического спектра размерного квантования для квантовых ям [0 0 1] в структурах GaAs/InGaAs. Теоретически рассчитаны линейные по волновому вектору вклады Рашба и Дрессельхауза в спин-орбитальное взаимодействие в присутствии поперечного электрического поля, а также изучено влияние геометрии структуры на соотношение данных параметров. Показано, что условия для реализации режима устойчивого спинового «хеликса» могут быть реализованы в достаточно широком диапазоне составов и геометрических параметров квантовых ям при реальных напряженностях электрического поля.

Введение

Благодаря ярко выраженным спин-зависимым явлениям квантово-размерные структуры все чаще используются при проектировании приборов спинтроники. Спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) приводит к перестройке энергетического спектра низкоразмерных систем, а также является причиной множества физических явлений. Как известно [1], в двумерном электронном газе может быть реализована ситуация, когда гамильтониан системы обладает вращательной SU(2) симметрией, а в электронном транспорте проявляется особый режим распространения, называемый спиновым хеликсом.

Известно, что для реализации данного режима необходимо равенство параметров Рашба и Дрессельхауза. Однако при расчете параметров спинового расщепления в ямах с конечной глубиной параметр Дрессельхауза имеет немонотонную зависимость от номера подзоны размерного квантования и ширины квантовой ямы (КЯ) [2]. Это связано с тем, что волновая функция подзон размерного квантования не полностью локализована в яме, а частично проникает в барьер. Учитывая степень проникновения волновой функции в подбарьерные области, проведен численный расчет, позволяющий проследить зависимость параметров спинового расщепления от номера подзоны и ширины КЯ $\beta_n(d)$.

Метод расчета

С помощью 8-зонной модели Кейна и конечно-разностной схемы с дискретизацией в координат-

ном пространстве численно выполнены расчеты энергий подзон размерного квантования и огибающих волновых функций для КЯ [0 0 1] на основе полупроводников $A_{III}B_V$ со структурой цинковой обманки. Расчеты спектральных характеристик проводились в рамках метода огибающей функции при помощи численного решения одномерного уравнения Шрёдингерского типа:

$$\left(\hat{H}_{8 \times 8}(k_x, k_y, -i \frac{\partial}{\partial z}) - \hat{I}e\varphi(z) \right) \Psi_{n,s}(k_x, k_y, z) = E_{n,s}(k_x, k_y) \Psi_{n,s}(k_x, k_y, z), \quad (1)$$

где $\hat{H}_{8 \times 8}(k_x, k_y, k_z)$ — гамильтониан Кейна 8×8 , зависящий от трёхмерного квазиволнового вектора, n — номер подзоны размерного квантования, s — квантовое число проекции спина.

Параметры эффективного гамильтониана (включая E_g и Δ_{SO}) задавались как функции координаты вдоль оси роста. Численное решение осуществлялось при помощи метода конечных разностей.

Для непосредственного нахождения параметров Рашба и Дрессельхауза α_n и β_n вводятся линейные по k коэффициенты спинового расщепления $b_{n\pm}$ вдоль соответствующих им направлений $\Sigma_{\pm} = (1, \pm 1)$ в импульсном пространстве.

Результаты

В ходе данных расчетов получены дисперсионные зависимости для различных подзон размерного квантования в КЯ в двумерном импульсном пространстве (рис. 1). С помощью методики, изложен-

ной в [3], теоретически получены линейные по k параметры Рашба и Дрессельзуза, а также изучены соотношения этих параметров.

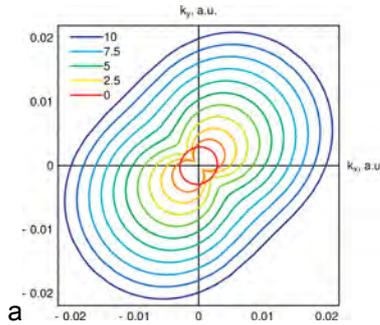


Рис. 1. Угловые зависимости линейного коэффициента спинового расщепления в 1-й подзоне InGaAs КЯ (10 нм) в зависимости от электрического поля (мВ/нм)

С целью выявления условий для создания спинового «хеликса» в КЯ исследовано поведение параметров спинового расщепления в постоянном электрическом поле $E = 0 - 7$ мВ/нм, приложенном в направлении роста структуры.

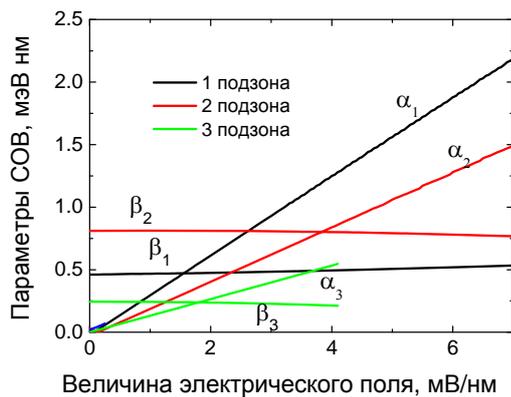


Рис. 2. Зависимость параметров Рашба и Дрессельхауза (α_n и β_n) от электрического поля для первых трёх подзон In_xGa_{1-x}As/GaAs КЯ ($x = 0,4$; $d = 10$ нм)

Из рис. 2 можно видеть, что параметр Рашба линейно зависит от приложенного поля, причем угол наклона убывает с номером подзон. В то же параметр Дрессельхауза β_n почти не меняется с напряженностью поля, но немонотонно зависит от номера подзоны для данной ширины КЯ. Как было показано ранее [3], немонотонность β_n обусловлена одновременным наложением двух эффектов: увеличением степени локализации волновой функции в области ямы и уменьшением средней кинетической энергии подзоны размерного квантования. Это, в свою очередь, приводит к тому, что поле, необходимое для образования спинового хеликса также немонотонно меняется с номером подзоны.

Далее показано, что плавно меняя содержание индия и ширины КЯ мы можем получить семейство точек, соответствующих напряженности поля образования спинового хеликса (см. рис. 3).

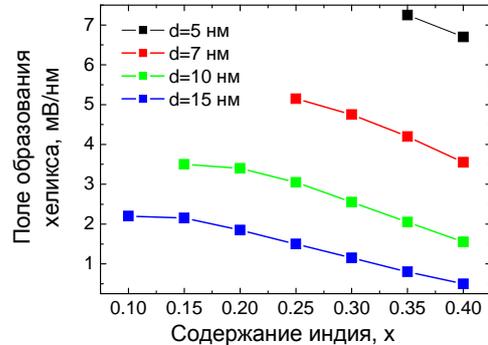


Рис. 3. Поле образования хеликса для первой подзоны ($\alpha_1 = \beta_1$) как функция содержания индия в КЯ In_xGa_{1-x}As/GaAs для ширины 5; 7; 10; 15 нм.

Из рис. 3 видно, что поле образования «хеликса» почти линейно убывает с ростом содержания индия: 10% изменение состава КЯ приводит к изменению поля на 0,5 мВ/нм. Показано, что для фиксированного состава значение данного поля быстро убывает с ростом ширины КЯ.

Выводы

С помощью 8-зонной модели Кейна и конечно-разностной схемы численно рассчитаны линейные по волновому вектору вклады Рашба и Дрессельхауза в структурах GaAs/InGaAs, а также исследованы параметры системы, влияющие на соотношение данных параметров. Показано, что условия для создания спинового «хеликса» могут быть реализованы в достаточно широком диапазоне составов и геометрических параметров КЯ при реальных напряженностях электрического поля.

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках проектной части государственного задания.

Литература

1. Ganichev and L.E. Golub // Phys. Status Solidi B 251, No. 9, pp. 1801 – 1823 (2014).
2. M.P. Walser et al. // Phys. Rev. B, **86**, p.195309 (2012).
3. В.Е. Дегтярев, С.В. Хазанова, А.А. Конаков // ФТП, Т.51, с.1462-1467 (2017).

ЭПР и люминесценция пористого кремния

Н.Е. Демидова, А.С. Абросимов, Е.С. Демидов, В.В. Карзанов

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

demidov@phys.unn.ru

Представлены данные исследования ЭПР, фотолюминесценции (ФЛ) и токопереноса в ПК на Si КДБ-0.3 и КЭС-0.01, окисленного термическим изохронным 10 мин отжигом на воздухе при температурах $T_{отж}$ от 20°C до 900°C а также в HNO_3 с целью дальнейшего прояснения природы P_b – центров безызлучательной рекомбинации. Максимальный квантовый выход ФЛ наблюдался при химическом окислении ПК на кремнии марки КДБ-0.3. Имеет место антикорреляция интенсивности ФЛ и ЭПР P_b – центров в интервале $T_{отж}=(20-300)^\circ C$. Обнаружена немонотонная зависимость интенсивности ЭПР P_b – центров от $T_{отж}$ с минимумом около 700°C. Слабая ФЛ ПК с $T_{отж}$ около 700°C при минимуме ЭПР P_b -центров означает возникновение с отжигом других центров безызлучательной рекомбинации. Падение проводимости ПК с ростом $T_{отж}$ связано с распадом волокон Si в ПК на мелкие гранулы, сквозь которые происходит дискретное туннелирование носителей тока.

Объектом многочисленных исследований, отображённых в обзорах [1,2], является наноразмерная гетероструктура – пористый кремний (ПК), который согласно [3] представляет собой трехфазную систему из волокон или гранул кремния, окружённых слоем оксида кремния и воздухом между ними. Особенно большой интерес к ПК возник в связи с обнаружением в нём видимой люминесценцией и возможным проявлением квантово-размерных эффектов. Пористый кремний (ПК) обладает уникальными оптическими, люминесцентными, и электрофизическими свойствами [1, 2].

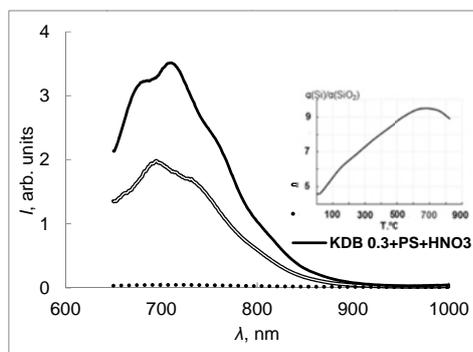


Рис. 1. Спектры ФЛ ПК на КДБ 0.3 исходного образца – KDB0.3+PS, отожжённого 10 мин при 700°C на воздухе – KDB0.3+PS+700C, выдержанного в 10% водном растворе HNO_3 – KDB0.3+PS+ HNO_3 . На вставке температурная зависимость отношения коэффициентов термического расширения α кремния и оксида кремния

Фотолюминесценция (ФЛ) ПК наблюдалась в широком диапазоне от ближнего ИК излучения до голубого свечения [2]. Методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в этом материале обнаружены так называемые P_b -центры безызлучательной рекомбинации, с которыми связывают подавление красной ФЛ [2]. В настоящей работе

представлены данные исследования ЭПР, ФЛ и токопереноса в ПК, окисленного термическим отжигом на воздухе при температурах до 900°C и также в водном растворе HNO_3 с целью дальнейшего прояснения природы P_b – центров.

Результаты и обсуждение

ПК формировался анодным травлением кристаллов Si- и p- типа (КЭС 0.01 и КДБ 0.3) в смеси HF , C_2H_5OH и H_2O . Высокий уровень легирования подложки выбирался для минимизации вклада области пространственного заряда в поперечный транспорт тока. Проводился изохронный окислительный 10 мин отжиг образцов до 900°C. Поперечный электротранспорт определялся по виду ВАХ диодных структур In/ПК/Si с прослойкой ПК. ФЛ измерялась при комнатной температуре в диапазоне длин волн 400-900 нм при возбуждении импульсным азотным лазером ИЛГИ-503 на длине волны $\lambda_{exc} = 337$, ЭПР – на спектрометре фирмы Брукер при 293К.

Анализ данных для плоской границы Si-SiO₂ и различных нанокристаллов кремния в обзорах [4,5] показал несоответствия известной молекулярной модели P_b – центров, приводятся доводы, что P_b – центрами являются более делокализованные электронные состояния как в ориентированных в ПК или не ориентированных в других гетероструктурах Si-SiO₂ нанокристаллах Si, так и вблизи плоской границы окисленного кремния. В [4,5] было высказано предположение, что эти P_b -центры являются результатом сильных напряжений в кремнии и возникновением дислокаций вблизи границы с оксидом кремния при его образовании. При высокотемпературном отжиге такие напряжения должны

быть особенно велики из-за окисления и увеличения напряжений при охлаждении из-за более, чем девятикратной разницы в коэффициентах термического расширения Si и SiO₂ (см. вставку на рис. 1). Оказалось, что окисление при 700°СПК на КДБ 0.3 почти полностью подавляет в нём ФЛ, вероятно, вследствие ухудшения квантового выхода люминесценции мелких наночастиц кремния в ПК из-за наведения в них дислокаций сильными механическими напряжениями, а холодное окисление в азотной кислоте увеличивает интенсивность ФЛ (рис. 1).

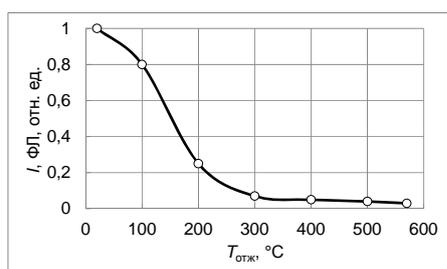


Рис. 2. Зависимость от температуры окислительного отжига $T_{отж}$ интенсивности 650 нм ФЛ ПК на КДБ-0.3

Зависимость интегральной интенсивности 650 нм ФЛ ПК на КДБ-0.3 от $T_{отж}$, представленная на рис. 2, показывает её монотонный спад до 300°С. Вместе с тем, как видно на рис. 3 для ПК на КЭС-0.01, наблюдается сложная немонотонная зависимость интенсивности ЭПР Рb-центров от $T_{отж}$. В интервале от 20°С до 300°С происходит рост числа парамагнитных Рb-центров, имеет место известная антикорреляция в изменении интенсивности ФЛ и ЭПР Рb – центров. Однако, выше 400°С происходит спад амплитуды спектра ЭПР до минимума около 700°С, затем её рост до 900°С, что означает сохранение наночастиц Si в ПК до 900°С. Отметим, что рост числа Рb-центров происходит на склонах колоколообразной температурной зависимости отношения коэффициентов термического расширения кремния и оксида кремния на вставке на рис. 1. Вероятно, около $T_{отж}=700^\circ C$ происходит максимальное измельчение термическими напряжениями образовавшихся при формировании при комнатной температуре пористого слоя волокон Si в ПК на мелкие гранулы [6], в результате которого уменьшается средняя по объёму плотность дислокаций в нанчастицах кремния. Сигнал ЭПР Рb – центров в ПК на КДБ-0.3 много слабее, чем в случае КЭС-0.01, вероятно из-за менее благоприятного для этих центров положения уровня Ферми. Тем не менее, до 700°С тенденция та же, что и у ПК на n-Si, что

делает правомерными выше приведённые выводы об антикорреляции ФЛ и ЭПР. Слабая ФЛ ПК с $T_{отж}$ около 700°С при минимуме амплитуды спектра ЭПР Рb-центров означает возникновение с отжигом других центров безызлучательной рекомбинации.

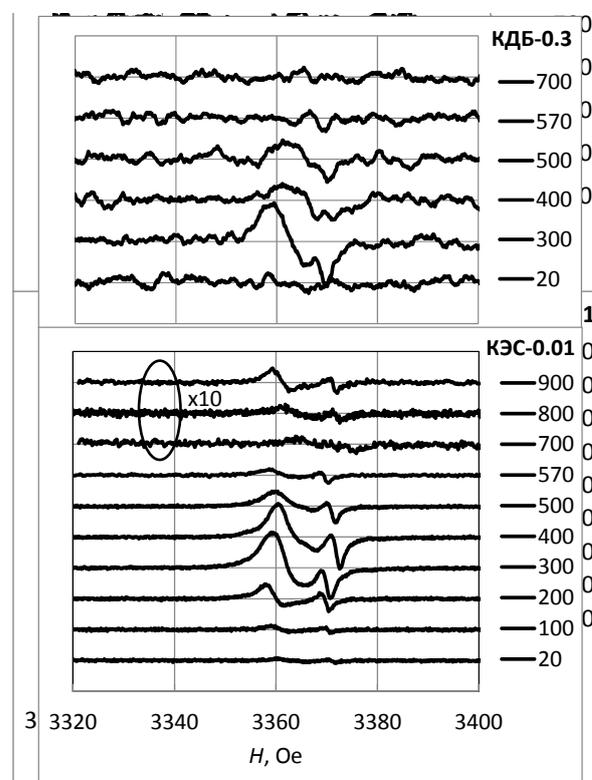


Рис. 3. ЭПР ПК на КДБ-0.3 и КЭС-0.01. Справа температура 10 мин окислительного отжига на воздухе в градусах Цельсия

В поперечном транспорте тока наблюдалось падение проводимости ПК на КДБ-0.3 и КЭС-0.01 с ростом $T_{отж}$ связанное с распадом волокон Si в ПК на мелкие гранулы, сквозь которые происходит дискретное туннелирование носителей тока [5,6].

Литература

1. Handbook of Porous Silicon, Leigh Canham Editor // Springer International Publishing Switzerland 2014, 1012 p.
2. O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi // Surf. Sci. Rep., V. 38, 1 (2000).
3. E.S. Demidov, V.V. Karzanov, V.G. Shengurov // JETPL, V. 67, 839 (1998).
4. Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова // Вестник ННГУ, серия ФТТ, В. 1(8), 22 (2005).
5. Н.Е. Демидова. Автореферат канд. дисс., Нижний Новгород, ННГУ, 2010.
6. Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова, В.В. Карзанов, К.А. Марков, В. В. Слобняков // ФТТ, Т.51, 1894 (2009).

Магнитный резонанс в сильно-коррелированном топологическом изоляторе SmB_6

С.В. Демишев^{1, 2, 3}, М.И. Гильманов^{2, *}, А.Н. Самарин¹, А.В. Семенов^{1, 2},
Н.Е. Случанко^{1, 2}, Н.Ю. Шицевалова⁴, В.Б. Филипов⁴, В.В. Глушков^{1, 2, 3}

¹ Институт Общей Физики РАН им. Прохорова, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

² Московский Физико-Технический Институт (Государственный университет), Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141700.

³ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000.

⁴ Институт Проблем Материаловедения НАНУ, ул. Кржижановского, 3, Киев, Украина, 03680.

* gilmanov@lt.gpi.ru

Были проведены исследования температурных зависимостей магниторезонансного поглощения нелегированного монокристалла сильнокоррелированного топологического Кондо-изолятора SmB_6 в диапазоне 1.8-300 К на частоте 60 GHz. Обнаружено аномальное критическое поведение температурной зависимости основного парамагнитного сигнала $I(T)$, что указывает на возможность существования магнитного перехода на поверхности [110] гексаборида самария.

Соединение с переменной валентностью SmB_6 при низких температурах проявляет необычные свойства, которые изначально связывались с формированием экситон-поляронных комплексов ниже $T < 6-7$ К и сильно-коррелированного объемного состояния [1,2]. Недавно было показано, что поверхность SmB_6 удовлетворяет условиям топологической защищенности, что позволило отнести этот материал к классу сильно-коррелированных топологических изоляторов [3,4], а также объяснить некоторые из его низкотемпературных свойств. В настоящей работе проведено исследование образцов нелегированных монокристаллов SmB_6 методом магнитного резонанса на частоте 60 ГГц. Резонансное поглощение наблюдается только при температурах $T < 6$ К и имеет сложную структуру, состоящую из нескольких пиков: дублета A , B с сателлитами A_1 , B_1 , а также дополнительной линии C (Рис. 1). Вероятной причиной наблюдения линий A и B является наличие парамагнитных центров в приповерхностном слое, в то время как линию C мы связываем с вкладом поверхностных электронов проводимости.

Также было обнаружено, что интегральная интенсивность $I(T) \sim \chi(T)$ демонстрирует критическое поведение $I(T) \sim (T^* - T)^\nu$ с параметрами $T^* = 5.34 \pm 0.07$ К и $\nu = 0.38 \pm 0.05$. Стоит заметить, что температура T^* хорошо коррелирует с возникновением поверхностной проводимости и с насыщением эффекта Холла. Более того, обнаруженное аномальное поведение говорит о возможности наличия магнитного перехода на поверхности [110] гексаборида самария.

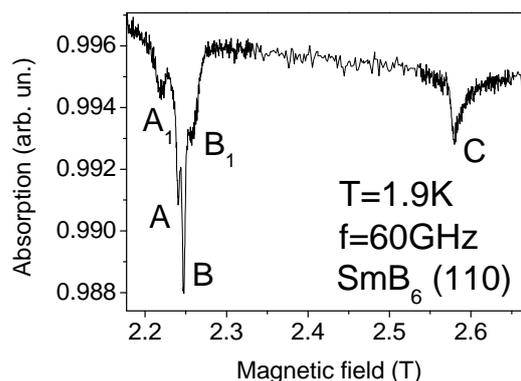


Рис. 1. Спектр магнитного резонанса в SmB_6 для случая магнитного поля направленного перпендикулярно плоскости (110)

Работа поддержана программой президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии», программой РАН «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием» и грантом РФФИ 17-02-00127 А.

Литература

1. К. А. Kikoin, А. S. Mishchenko // J. Phys.: Condens. Matt., V 7, 307 (1995).
2. В. Gorshunov *et al.* // Phys. Rev. B, V 59, 1808 (1999).
3. Т. Takimoto // J. Phys. Soc. Japan, V 80, 123710 (2011).
4. D. J. Kim *et al.* // Nat. Mater., V 10, 1038 (2014).

Спектроскопия одиночных InAs и AlInAs квантовых точек

И.А. ДЕРЕБЕЗОВ^{1,2,*}, В.А. ГАЙСЛЕР¹, А.В. ГАЙСЛЕР¹, Д.В. ДМИТРИЕВ¹, А.И. ТОРОПОВ¹,
M. von Helversen³, C. de la Haye³, S. Bounouar³, S. Reitzenstein³

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН просп. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

² Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, ул. Кирова, 86, г. Новосибирск, 630102.

³ Technische Universität Berlin, Institut für Festkörperphysik Eugene-Wigner-Gebäude, D-10623, Berlin.

*derebezov@isp.nsc.ru

Методом криогенной микрофотолюминесценции исследована тонкая структура экситонных состояний (111) In(Ga)As квантовых точек, выращенных по механизму дроблет эпитаксии при различных условиях роста. Показано, что синтез (111) In(Ga)As квантовых точек при температуре подложки 480°C и времени формирования равном 30 сек приводит к синтезу массива квантовых точек малой плотности с преимущественной величиной расщепления экситонных состояний сравнимой с естественной шириной экситонных линий. Исследована система квантовых точек (КТ) на основе твердых растворов $Al_xIn_{1-x}As$, использование широкозонных твердых растворов $Al_xIn_{1-x}As$ в качестве основы КТ позволило существенно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая участок длин волн вблизи 770 нм, представляющий интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии.

Введение

Неклассические источники света относятся к наиболее важным ресурсам квантовых информационных систем. Структуры на основе квантовых точек (КТ) являются перспективными кандидатами для практической реализации таких устройств. Одиночная квантовая точка может быть источником «запутанных по поляризации» пар фотонов в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона в случае, если экситонные состояния выроджены по энергии или же их расщепление не превышает естественной ширины экситонных уровней. В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации. В КТ синтезированных на подложках (001) GaAs, расщепление экситонных состояний, как правило, многократно превышает естественную ширину экситонных уровней. В отличие от КТ синтезированных на (001) GaAs подложках, пьезоэлектрический потенциал для КТ, выращенных на (111) GaAs подложках направлен вдоль направления роста и не понижает симметрию ниже C_{3v} вдоль основания КТ. В этом случае величина сверхтонкого расщепления будет нулевой. Поскольку КТ выращенные на подложке (111) GaAs обладают C_{3v} симметрией, то такие КТ могут быть источником пар «запутанных» фотонов.

К настоящему моменту времени наиболее изученной является система InAs квантовых точек, уникальной особенностью которой является широкий спектральный диапазон, включающий в себя пер-

вый и второй телекоммуникационные стандарты. Расширение спектрального диапазона излучения квантовых точек в коротковолновую область представляет интерес для создания источников излучения систем атмосферной или аэрокосмической квантовой криптографии. Оптимальным участком длин волн для данных систем признан участок вблизи 770 нм.

В данной работе представлены результаты исследования тонкой структуры экситонных состояний (111) In(Ga)As КТ, выращенных при различных условиях роста, и исследование оптических характеристик КТ на основе широкозонных твердых растворов $Al_xIn_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$.

Методика эксперимента

Структуры на основе $Al_xIn_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$ выращивались на установке МЛЭ на подложках (001) GaAs. На поверхности подложки выращивался буферный GaAs слой толщиной 0,3 мкм, после чего производился синтез слоев образующих исследованную структуру. Слои $Al_xIn_{1-x}As$ КТ выращивались по механизму Странского-Крастанова при температуре $T=505^\circ C$. По достижении критической толщины процесс роста $Al_xIn_{1-x}As$ прекращался, и в течение времени τ_{GI} формировался массив $Al_xIn_{1-x}As$ КТ по механизму Оствальда, после чего слой $Al_xIn_{1-x}As$ КТ зарастивался $Al_yGa_{1-y}As$. Время ростовой паузы $\tau_{GI} = 10$ с. Были изучены $Al_xIn_{1-x}As$ КТ с составом в интервале $x = 0 - 0,3$.

Структуры, содержащие (111) In(Ga)As КТ были синтезированы методом молекулярно – лучевой эпитаксии (МЛЭ) на 2° отклоненных подложках n+GaAs с ориентацией (111)В. На поверхности подложки выращивался буферный слой GaAs толщиной 300 нм, после чего производился синтез слоев образующих исследованную структуру. КТ (111) In(Ga)As синтезировались по механизму капель эпитаксии, на поверхность GaAs осаждался In без потока As, после чего в потоке As производилось кристаллизация капель In для формирования In(Ga)As КТ. При синтезе КТ варьировались температура подложки (T_{sub}), время осаждения In (t_{KT}) и время ростовой паузы (t_{GI}), табл. 1.

Таблица 1. Ростовые параметры при синтезе (111)In(Ga)As КТ

	$T_{sub}, ^\circ\text{C}$	$t_{KT}, \text{сек}$	$t_{GI}, \text{сек}$
Образец №1	480	30	0
Образец №2	480	33	0
Образец №3	480	36	0
Образец №4	460	33	0
Образец №5	500	33	0
Образец №6	480	33	10
Образец №7	480	33	60

Экспериментальные результаты

Все исследованные структуры (табл. 1) содержат массивы (111) In(Ga)As КТ, при их этом плотность не превышает 10^8 см^{-2} , что позволяет уверенно адресоваться к одиночным КТ и исследовать их оптические характеристики с использованием методики микрофотолюминесценции. Расщепление экситонных состояний определялось на основе анализа поляризационных характеристик излучения КТ. Наибольшее количество (111) In(Ga)As КТ с величиной расщепления экситонных состояний сравнимой с естественной шириной экситонных линий наблюдается в образце №1. Несмотря на то, что в образце №1, в значении величины расщепления экситонных состояний (ΔE_{FS}) наблюдается разброс значений ΔE_{FS} , большая часть исследованных одиночных КТ продемонстрировала значение $\Delta E_{FS} = (0.3 \div 1) \pm 1.6 \text{ мкэВ}$.

При исследовании люминесценции одиночных КТ на основе широкозонных твердых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ наибольшее внимание уделялось участку длин волн вблизи 770 нм, наиболее подробно были исследованы области с низкой плотностью КТ структуры $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$. В спектрах микролюминесценции одиночной $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}$ КТ, полученные при различных мощностях возбуждающего лазера, наряду с пиками экситонов (X) и биэкситонов (XX) также проявляются пики трионов (X^*). Статистика излучения КТ анализировалась на основе измерения парных фотонных корреляций, получаемых с помощью интерферометра Хэнбери Брауна–Твисса. На измеренной зависимости $g^2(\tau)$, при $\tau = 0$ зависимость $g^2(\tau)$ имеет ярко выраженный минимум, $g^2(0) \approx 0,46$, что указывает на суб-пуассоновский тип статистики излучения.

Заключение

В данной работе представлены результаты исследования тонкой структуры экситонных состояний (111) In(Ga)As квантовых точек, выращенных по механизму капель эпитаксии при различных условиях роста. Показано, что синтез (111) In(Ga)As квантовых точек при температуре подложки 480°С и времени формирования равном 30 сек приводит к синтезу массива квантовых точек малой плотности с преимущественной величиной расщепления экситонных состояний сравнимой с естественной шириной экситонных линий. Это представляет большой интерес для разработки излучателей пар запутанных фотонов на основе (111) In(Ga)As квантовых точек. Исследована система квантовых точек (КТ) на основе твердых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$, использование широкозонных твердых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ в качестве основы КТ позволило существенно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая участок длин волн вблизи 770 нм, представляющий интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии. С использованием интерферометра Хэнбери Брауна–Твисса установлен субпуассоновский характер статистики излучения экситонных состояний, что является прямым подтверждением возможности создания излучателей одиночных фотонов на основе $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ квантовых точек.

Изучение донорного центра лития в кремнии методом электронного парамагнитного резонанса

А.П. Деточенко^{1,*}, А.А. Ежевский¹, А.А. Конаков¹, А.В. Сухоруков¹,
Д.В. Гусейнов¹, N.V. Abrosimov², H. Riemann²

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

² Leibniz Institute for Crystal Growth, 2 Max-Born str., Berlin, D-12489, Germany.

*DetochenkoSasha@mail.ru

В моноизотопном кремнии ²⁸Si были детально изучены спектры электронного спигового резонанса (ЭСР) состояний T_2 и E в интервале температур 3.5 – 10 K, на основе которых были определены константы спин-орбитального взаимодействия (COB), которые оказались в лучшем согласии с предсказываемыми значениями. Исследования скоростей спин-решеточной релаксации в интервале 3.5 - 20K также позволили независимо определить параметры COB. Предполагая влияние динамического эффекта Яна-Теллера на состояние лития, была оценена поправка к константе спин-орбитальной связи донорного электрона за счет вращательного движения лития, которая может составлять около 10^{-2} см⁻¹.

Введение

Изолированный литий в кремнии является мелким донором внедрения и обладает инвертированной в сравнении с донорами V группы последовательностью уровней. Основное состояние электрона, локализованного на центре Si : Li, является пятикратно вырожденным без учета спина, в то время как традиционно наиболее энергетически выгодный синглетный уровень располагается примерно на 1.8 мэВ выше. Орбитально вырожденный уровень оказывается особенно чувствительным к внешним механическим нагрузкам и электрическим полям, что открывает большие возможности для управления квантовыми состояниями. С другой стороны, слабое спин-орбитальное взаимодействие как кремниевой матрицы, так и самого примесного атома обуславливает достаточно высокие времена как продольной, так и поперечной релаксации.

Методика эксперимента

Кристаллы моноизотопного ²⁸Si были получены методом зонной плавки. Содержание кислорода в образцах составляла $\sim 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, что обеспечивало низкую концентрацию комплексов LiO. Диффузия лития в образец ²⁸Si проводилась в кварцевой ампуле при температурах 300, 400 and 800°C в атмосфере азота. Концентрация Li в образцах составляла $\sim 10^{16}$ см⁻³. Спектры ЭСР были получены на спектрометре Bruker_EMX-plus-10/12 с гелиевым криостатом и системой контроля температур. Вре-

мена спиговой релаксации определялись методом «насыщения» резонансной линии.

Результаты и обсуждение

Особенности основного состояний донорного центра Li впервые были изучены методом ЭСР в работе [1]. Полученный спектр имел линии триплетных и дублетных состояний с g-фактором > 2.000 . Нами при низких температурах были получены аналогичные спектры, но линии на которых характеризуются $g < 2.000$. На спектрах наблюдались хорошо разрешенные узкие линии ⁷Li и линия LiO со слабой интенсивностью. Из анализа спектров было получено, что концентрация лития составляет $\sim 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, что хорошо согласуется с расчетами и подтверждается измерениями эффекта Холла. Помимо этого, отсутствие тонкой структуры линий, связанных с литием, и их ширины, которые на порядок величины больше линии LiO, также являются подтверждением того, что триплетные и дублетные линии центра Li имеют $g < 2.000$.

Анализ полученных спектров и угловых зависимостей (рис. 1) выполнялся на основе спигового гамильтониана

$$\hat{H}_S = \hat{H}_z + \hat{H}_{St} + \hat{H}_{SO}, \quad (1)$$

где первое слагаемое – Земмановский вклад, второе связано с внутренними механическими напряжениями в кристалле, третье ответственно за спин-орбитальное взаимодействие и включает в себя

триплет-триплетные и дублет-триплетные связи, описываемые параметрами λ and λ' [1], соответственно.

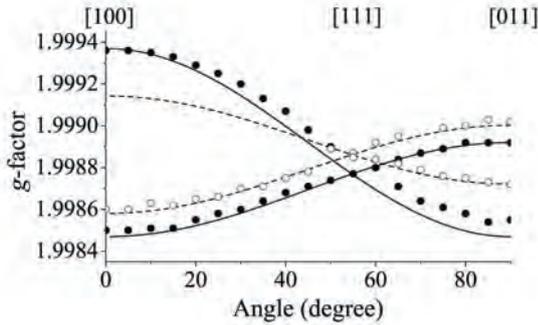


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические зависимости положения линий ЭСР от направления магнитного поля

Вычисления, основанные на анализе спинового гамильтониана, показали хорошее согласие с экспериментальными угловыми зависимостями положения линий триплетных и дублетных состояний с параметрами λ и λ' ($\sim 10^{-5}$ см⁻¹), которые на три порядка меньше, чем в работе [1].

Изучение спин-решеточной релаксации электронов, локализованных на Li и LiO, позволяет получить дополнительную информацию о структуре электронных состояний и независимо оценить параметры СОВ. Сравнение времен спин-решеточной релаксации показало, что благодаря наличию спин-орбитального вырождения, релаксация идет быстрее для изолированного донорного центра Li, чем для комплекса LiO, основное состояние которого не вырождено. Для изолированного центра спиновая релаксация хорошо описывается процессом Блюма-Орбаха [2] с параметром спин-орбитальной связи $\Delta_{so} \approx 1 \cdot 10^{-6}$ мэВ. Для донорного центра LiO, имеющего невырожденное основное состояние, наблюдается процесс релаксации Орбаха [3] с параметром СОВ $\Delta_{so} \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$ мэВ.

Нами было рассмотрено возможное влияние динамического эффекта Яна-Теллера (ЯТ) на основное состояние Li. Энергия динамического ЯТ при низкой температуре (~ 1.5 К) по порядку величины сопоставима с тепловой и зеемановской энергиями, что может приводить к возникновению вращательного момента у атома лития. При этом возникает дополнительная энергия

$$E_J = \left(\frac{\hbar^2}{2I} \right) J(J+1), \quad (2)$$

где I – момент инерции, J – полный момент вращательного движения. Энергия динамического эффекта ЯТ может быть представлена в виде:

$$E_{JT} = A^2 / M\omega_{ph}^4, \quad (3)$$

где A – константа вибронной связи, ω_{ph} – частота колебательной моды, M – масса атома Li. Согласно нашим оценкам $E_{JT} = 3 \cdot 10^{-4}$ эВ, $E_J = 1 \cdot 10^{-3}$ эВ.

Вращательное движение лития изменяет волновой вектор на величину

$$\Delta k = \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{1}{\rho_{JT}}, \quad (4)$$

где m – масса электрона, а ρ_{JT} – новое равновесное положение атома Li, смещенного от центра:

$$\rho_{JT} = \sqrt{\frac{E_{JT}}{M}} \frac{1}{\omega_{ph}}. \quad (5)$$

В результате изменяется и параметр спин-орбитальной связи

$$\Delta \lambda = \langle \Psi_x | \Delta \hat{H}_{SO} | \Psi_y \rangle, \quad (6)$$

где

$$\Delta \hat{H}_{SO} = \frac{\hbar}{4m^2 c^2} (\vec{\nabla} V \times \Delta \vec{k}) \cdot \hat{S} \quad (7)$$

на величину порядка 10^{-2} см⁻³.

Таким образом оба спектра могут принадлежать одному и тому же спектру. В области температур 3.8 – 10 К литий располагается в центре междуузлия, но с уменьшением температуры, когда тепловая энергия становится сравнимой с энергией ЯТ, атом лития сдвигается из междуузлия и параметры его состояния заметно изменяются.

Литература

1. G.D. Watkins, S.F. Ham // Phys. Rev. B 1, 4071 (1970).
2. R. Orbach, M. Blume // Phys. Rev. 8, 478 (1962).
3. T.G. Castner // Phys. Rev. 155, 816 (1967).

Исследование InGaP/GaAs/InGaAs межзонных каскадных лазеров с вытекающей модой, выращенных на GaAs подложках с различным уровнем легирования

Н.В. Дикарева^{1*}, Б.Н. Звонков¹, С.М. Некоркин¹,
А.Б. Чигинева¹, В.Я. Алешкин^{1,2}, А.А. Дубинов^{1,2}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

*dnat@ro.ru

Экспериментальные исследования образцов межзонных каскадных InGaP/GaAs/InGaAs лазеров с вытекающей модой, выращенных на подложках с различным уровнем легирования, продемонстрировали, что высокий уровень легирования подложки способствует формированию низкоомных омических контактов, но одновременно с этим увеличивает поглощение в подложке излучения лазеров с вытекающей модой. Показано, что дифференциальная квантовая эффективность выше у лазера с более легированной подложкой, а максимальная мощность - у лазера с менее легированной подложкой.

Мощные лазеры с расширенной активной областью и долей вытекающего излучения через подложку более 80% [1] обладают увеличенной плотностью порогового тока, что в свою очередь, накладывает требования на обеспечение хорошего теплообмена с окружающей средой. Немаловажную роль здесь играет и подложка. С одной стороны высокий уровень легирования подложки способствует формированию низкоомных омических контактов, с другой – применение высоколегированных подложек увеличивает поглощение в них генерируемого лазерного излучения, что может снизить выходную оптическую мощность лазера более, чем в 2 раза.

В настоящей работе был проведен сравнительный анализ межзонных каскадных InGaP/GaAs/InGaAs лазеров с вытекающей модой [2], выращенных на n – GaAs подложках с различным уровнем легирования.

Методика эксперимента

Исследуемые структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках n-GaAs (100) с уровнем легирования $3 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ и $3 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ в едином цикле и содержали два каскада. Каждый каскад включал в

себя 3 квантовые ямы InGaAs. Оптический волновод лазеров представлял собой два связанных волновода, разделенных туннельным p-n-переходом, реализованным слоями GaAs, которые, в свою очередь, отделены от остальных p-n-переходов тонкими InGaP-барьерами. Омические контакты AuGe были сформированы методом термического испарения в вакууме.

На основе выращенных структур были изготовлены лазерные диоды с шириной активной области 360 мкм и длиной резонатора 1 мм. Зеркалами служили сколотые грани гетероструктур.

Измерения электрофизических параметров и диаграмм направленности излучения проводились при импульсной накачке (200 нс, 1.43 кГц).

Результаты и обсуждение

Наблюдалась устойчивая лазерная генерация в импульсном режиме на длине волны (970 ± 5) нм. На рис. 1 приведены диаграммы направленности излучения в вертикальной плоскости лазеров, выращенных на подложке GaAs с уровнем легирования $3 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$. Рис. 2 демонстрирует диаграммы направленности излучения лазеров, выращенных на подложке GaAs с уровнем легирования $3 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$, измерения также проведены в плоскости, перпен-

дикулярной р–п-переходу. Степень легирования подложек не оказала существенного влияния на угловые параметры излучения образцов, однако, в образцах, изготовленных на сильнолегированных подложках, наблюдается небольшое смещение диаграммы направленности в сторону больших угловых значений. Предположительно данное смещение вызвано разогревом подложки при поглощении лазерного излучения.

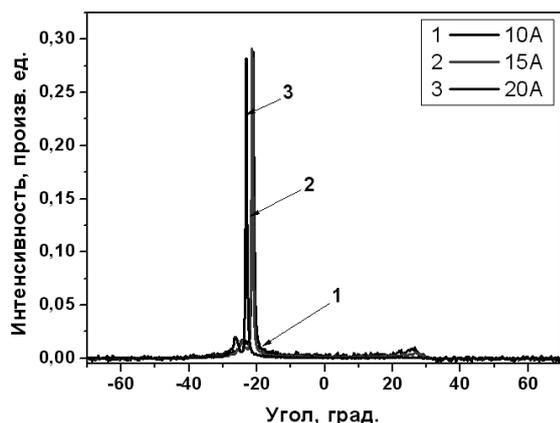


Рис. 1. Диаграммы направленности излучения GaAs лазера на подложке с уровнем легирования $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

В диапазоне токов накачки (10-15) А угловое положение пиков в перпендикулярной плоскости составило $(20 \pm 1)^\circ$ для обеих структур.

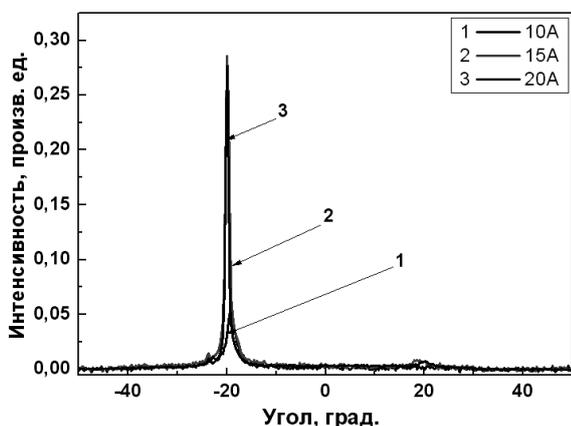


Рис. 2. Диаграммы направленности излучения GaAs лазера на подложке с уровнем легирования $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Пики с положением -23 и -20 угловых градусов (для образцов на сильнолегированной и слаболегированной подложках соответственно) соответствуют переотражению лазерного излучения от подложки. Квантовая эффективность образцов на основе исследуемых гетероструктур возрастает с увеличением уровня легирования подложки GaAs (12% в случае использования подложки с уровнем

легирования $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и 20% – в случае $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Плотность порогового тока при этом составила 1.9 кА/см^2 для образцов на подложке с концентрацией $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и 1.4 кА/см^2 – в случае $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Из рис. 3 видно, что максимальная выходная мощность в лазере, изготовленном на высоколегированной подложке, реализуется при меньших токах накачки. Вероятно, это связано с большим разогревом носителей в структуре с сильнолегированной подложкой. Действительно, при одинаковых выходных мощностях излучения, величина электрического поля активной части структуры в лазере на сильнолегированной подложке примерно в полтора раза больше, чем в лазере на слаболегированной подложке, из-за разницы поглощения излучения в подложках.

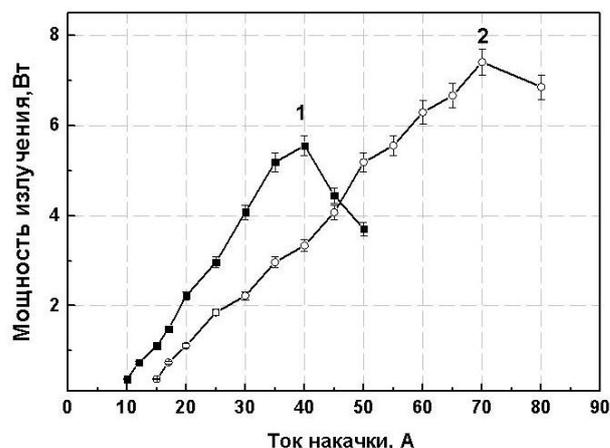


Рис. 3. Мощность лазерного излучения: 1 – образец на подложке с уровнем легирования $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 2 – на подложке с уровнем легирования $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Таким образом, экспериментальные исследования образцов InGaP/GaAs/InGaAs лазеров с вытекающей модой, выращенных на подложках с различным уровнем легирования, показали, что высокий уровень легирования подложки способствует увеличению вероятности поглощения в ней излучения лазеров с вытекающей модой.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам № СП-109.2016.3 и гранта РФФИ-БРФФИ проект №16-52-00049.

Литература

1. Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин и др. // Вестник ННГУ 1, 1, 30-32 (2012)
2. Д.А. Колпаков, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин и др. // ФТП, 49(11), 1489, (2015)

Проводимость и подвижность двумерных безмассовых дираковских фермионов в HgTe квантовой яме

А.А. Добрецова^{1,2,*}, З.Д. Квон^{1,2}, Л.С. Брагинский^{1,2}, М.В. Энтин^{1,2}, Н.Н. Михайлов^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, ул. Пирогова, 30, Новосибирск, 630090.

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

*DobretsovaAA@gmail.com

Графен был первой твердотельной системой, в которой были реализованы двумерные безмассовые дираковские фермионы (ДДФ). Другой возможностью реализации указанных частиц являются трехмерные топологические изоляторы и двумерные ямы на основе полупроводников с инвертированным спектром. Однако в сравнении с ДДФ в графене, которые обусловлены особой симметрией решетки графена, в остальных указанных случаях возникновение ДДФ обусловлено сильными релятивистскими эффектами и, в частности, спин-орбитальным взаимодействием.

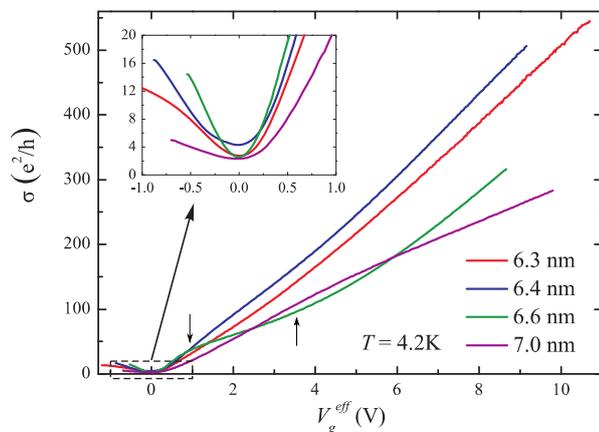


Рис. 1. Типичные зависимости проводимости безмассовых дираковских фермионов в зависимости от затворного напряжения

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию низкотемпературной проводимости и подвижности двумерных дираковских электронов в зависимости от их концентрации в HgTe квантовых ямах толщами 6.3–7 нм, близкими к критической толщине, соответствующей переходу спектра ямы от прямого к инвертированному [1]. На рис. 1 представлена типичная экспериментально полученная зависимость проводимости от затворного напряжения. Видно, что про-

водимость для всех толщин проходит через минимум, соответствующий положению уровня Ферми в дираковской точке, причем минимальное значение проводимости для всех кривых превышает e^2/h , что подтверждает сделанный в [2] вывод о квазиметаллическом поведении ям с толщиной, близкой к критической, в точке Дирака.

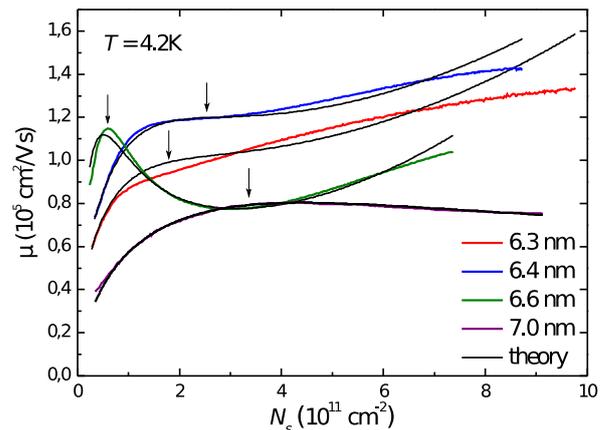


Рис. 2. Подвижность дираковских электронов в ямах толщами 6.3, 6.4, 6.6 и 7 нм. Тонкие черные линии соответствуют теоретическому расчету

Экспериментально полученные зависимости подвижности дираковских электронов от концентрации для ям толщами 6.3–7 нм представлены на рис. 2. Как можно заметить, в зависимостях проводимости и подвижности наблюдаются особенности, выделенные стрелочками. В проводимости – это изгибы, которые наиболее ярко выражены для ямы 6.6 нм, в подвижности же те же особенности выражаются: перегибом для 6.3 нм и 6.4 нм ям; максимумом при малой и минимумом при большей концентрации для ямы 6.6 нм; максимумом для 7 нм ямы. Наличие максимума у 6.6 нм и 7 нм ям и перегиба у 6.3 нм и 6.4 нм ям связано с переходом от доминирования примесного рассеяния при малых концентрациях электронов к доминированию

рассеяния на шероховатостях при больших концентрациях. Такая картина рассеяния не является необычной и ранее наблюдалось, как в кремниевых инверсионных каналах [3], так и в квантовых ямах на основе GaAs [4]. Необычным является поведение подвижности при рассеянии на шероховатостях: обычно при его доминировании наблюдается монотонное падение подвижности, как, например, в случае 7 нм ямы, толщина которой дальше всех от критической, и которая имеет, скорее, инвертированный массивный спектр. Из рис. 2 же видно, что в случае ям 6.3 нм и 6.4 нм подвижность при рассеянии на шероховатостях продолжает расти хотя и с меньшей скоростью, а в случае 6.6 нм ямы — сначала падает, а потом снова начинает расти. Переход от падения подвижности к росту изначально присутствует в теории рассеяния на шероховатостях, и связан он с переходом от ситуации, когда длина волны электрона много больше характерной длины шероховатостей к случаю, когда они становятся сравнимыми. Более того, на возможность наблюдения такого перехода в Si/SiGe квантовых ямах было специально обращено внимание в работе [5]. Однако концентрация, необходимая для этого, превышала $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а наиболее высокая концентрация электронов, достигнутая в таких ямах, равна 10^{12} см^{-2} . Так или иначе, по-видимому, в данной работе немонотонная зависимость подвижности от концентрации, обусловленная рассеянием на неровностях, обнаружена впервые.

Что касается отличия поведения ям толщинами 6.3 нм, 6.4 нм от 6.6 нм ям при рассеянии на шероховатостях, то оно связано с разной реализацией параметров примесного рассеяния и шероховатостей: для 6.6 нм ямы рассеяние на шероховатостях начинает доминировать еще до начала роста подвижности при данном рассеянии, а в случае 6.3 нм и 6.4 нм ям — после.

Теория, построенная на указанных выше соображениях и изображенная на рис. 2 черными линиями, хорошо согласуется с экспериментом. Параметры полученные при построении теоретических кривых имеют приемлемые значения.

Литература

1. А.А. Добрецова, З.Д. Квон, Л.С. Брагинский, М.В. Энтин, Н.Н. Михайлов // Письма в ЖЭТФ, **104**, 402 (2016).
2. Д.А. Козлов, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // Письма в ЖЭТФ, **96**, 815 (2012).
3. T. Ando, A. Fowler, and F. Stern // Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982).
4. H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, and T. Matsusue // Appl. Phys. Lett., **51**, 1934 (1987).
5. A. Gold // Phys. Rev. B, **35**, 723 (1987).

Необычное поведение уровней Ландау в 20 нм HgTe квантовой яме

А.А. Добрецова^{1,2,*}, А.Д. Шепелянский³, З.Д. Квон^{1,2}, С. Герон³, Н.Н. Михайлов¹, С.А. Дворецкий¹

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, ул. Пирогова, 30, Новосибирск, 630090.

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

³ Laboratoire de physique des solides, Universite Paris-Sud, CNRS, UMR 8502, F-91405 Orsay, France

*DobretsovaAA@gmail.com

Наряду с тем, что широкая (20-22 нм) HgTe квантовая яма, как известно, является двумерным полуметаллом, в недавней работе [1] из исследования рассеяния электронов зоны проводимости на шероховатостях стенок ямы было получено косвенное свидетельство того, что электроны в данной яме с ростом энергии перестраиваются из "объемных", локализованных в центре ямы, в поверхностные, локализованные у верхней и нижней поверхностей - границах ямы. Вместе с тем, что расчет показывает, что данные состояния являются спин-поляризованными, данная яма представляется похожей на трехмерный топологический изолятор, у которого, однако, в качестве трехмерного кристалла выступает квантовая яма.

Данная работа посвящена исследованию осцилляции Шубникова-де Гааза электронов зоны проводимости указанных ям. Экспериментально было получено, что с приложением внешнего затворного напряжения однородные осцилляции Шубникова-де Гааза трансформируются в сумму осцилляций двух разных частот. Указанную трансформацию можно связать с возникновением поверхностных состояний и качественно описать в рамках классической электростатики. При нулевом затворном напряжении яма — симметричная, и, соответственно, концентрации электронов на обеих поверхностях ямы одинаковые. При приложении же конечного положительного затворного напряжения яма искривляется, и концентрация электронов на поверхности, расположенной ближе к затвору, становится больше, чем концентрация электронов на дальней поверхности. Из экспериментальных данных были извлечены концентрации электронов на двух поверхностях ямы в зависимости от затворного напряжения, полученные скорости заполнения поверхностей согласуются с оценкой, полученной из описанной картины классической электростатики. Помимо биений в осцилляциях Шубникова - де Гааза при приложении внешнего затворного напряжения было также обнаружено необычное поведение уровней Ландау с ростом магнитного поля (см. рис. 1). На рисунке изображена двумерная цветная карта продольного сопротивления от магнитного поля и затворного напряжения.

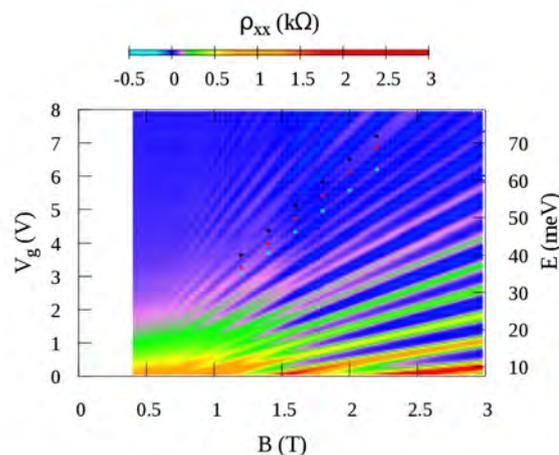


Рис. 1. Двумерная карта продольного сопротивления ρ_{xx} от магнитного поля B и затворного напряжения V_g (также представлена ось энергии, вычисленной по V_g) для 22 нм нелегированной HgTe квантовой ямы. Точками выделен пример уровней Ландау с нетривиальным поведением при увеличении B

Видно, что некоторые уровни Ландау (для наглядности было выделено три таких уровня голубыми, красными и черными точками), вырожденные при малом магнитном поле ("голубой" и "красный" уровни, $B = 1.2T$), расходятся, как и следует ожидать, с увеличением магнитного поля, однако, что необычно, они не раздвигаются, также с другими соседними уровнями, а наоборот при больших полях сходятся с ними и в итоге вырождаются (красный и черный уровни при $B = 2.4T$). Как показал расчет с помощью 6-зонной модели Кейна и квазиклассическое приближение, такое поведение связано с тем, что к состояниям зоны проводимости, изначально обладающей полным моментом $3/2$, с ростом энергии начинают примешиваться состояния следующей зоны размерного квантования, обладающей моментом $1/2$. Перемешивание приводит к изменению фазы Берри состояний с ростом энергии и, соответственно, к изменению энергии уровней Ландау, что и наблюдается в эксперименте.

Литература

1. А.А. Добрецова, Л.С. Брагинский, М.В. Энтин, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // Письма в ЖЭТФ, **101**, 330 (2015).

Влияние состава на термоэлектрические свойства тонких плёнок $MnSi_x$

М.В. Дорохин¹*, Ю.М. Кузнецов¹, И.В. Ерофеева¹,
В.П. Лесников¹, А.В. Здравейцев¹, А.В. Боряков²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

² Научно-исследовательский институт химии ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*dorokhin@nifti.unn.ru

Исследованы термоэлектрические свойства слоёв силицида марганца, осаждённых на подложки *i*-GaAs при варьировании содержания Mn. Получено, структуры с высоким содержанием Mn (близким к $Mn_{0,5}Si_{0,5}$) характеризуются металлической проводимостью, низким значением коэффициента Зеебека. Снижение вдвое концентрации марганца позволяет существенно повысить как коэффициент Зеебека, так и коэффициент термоэлектрической добротности. Полученные результаты связываются с изменением механизмов электропроводности в структурах с меньшим содержанием Mn.

Введение

Соединения кремния и марганца являются хорошими кандидатами для построения термоэлектрических преобразователей энергии повышенной эффективности [1]. Такие соединения считаются низкоомными материалами с металлическим или полупроводниковым характером проводимости, характеризующимися высокими значениями коэффициента Зеебека и термоэлектрической добротности. Наиболее часто используется высший силицид марганца ($MnSi_y$ с $y \approx 1,73-1,75$), для которого получены наибольшие значения добротности. В настоящее время (поскольку реальный КПД $MnSi_y$ не превышает 5 %) ведётся поиск путей модификации материала для оптимизации термоэлектрических коэффициентов, входящих в формулу для коэффициента термоэлектрической добротности:

$$ZT = \alpha^2 \cdot \sigma \cdot T / \lambda, \quad (1)$$

где α – коэффициент Зеебека, σ – электропроводность, T – температура, λ – коэффициент теплопроводности.

Одним из способов оптимизации ZT является варьирование состава $MnSi_x$ с отклонением от $y \approx 1,73-1,75$. В настоящей работе представлены результаты исследования слоёв Mn_xSi_{1-x} с варьированием состава от $x = 0,5$ (моносилицид марганца) до $x = 0,23$.

Методика эксперимента

Структуры сформированы на подложках *i*-GaAs (100) методом импульсного лазерного осаждения. На поверхность подложек при температуре 350 С наносилась плёнка Mn_xSi_{1-x} толщиной 60 нм. Со-

став плёнки задавался соотношением времён распыления Mn и Si [2] и контролировался методом рентгеновского микроанализа с использованием сканирующего электронного микроскопа Jeol JSM-IT300LV. Полученные значения составов, а также результаты измерения параметров приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры структур $Mn_xSi_{1-x}/GaAs$

№	x, % ат.	α (100 °С), мкВ/К	ZT (100 °С)
1	23	23±5	0,022±0,05
2	27	42±5	0,013±0,05
3	29	31±5	0,052±0,05
4	50	1±0,5	<0,001

В работе представлены результаты измерений коэффициента Зеебека, проводимости слоёв, а также расчёта коэффициента ZT в диапазоне температур 300-700 К. Для измерений на образец наносились омические контакты на основе Au. Выбор в качестве материала подложки изолирующего арсенида галлия связан с высоким сопротивлением *i*-GaAs, что позволяет легко учесть влияние подложки на термоэлектрические параметры плёнок. Для такого учёта на подложки без осаждённого слоя также наносились металлические контакты и выполнялась та же серия измерений. Значения коэффициента Зеебека плёнки рассчитывались по формуле:

$$\alpha = \alpha_{изм} * R_{подл} / (R_{подл} + R_{пл}) - \alpha_{подл} * R_{пл} / (R_{подл} + R_{пл}), \quad (2)$$

где α – коэффициент Зеебека плёнки, $\alpha_{изм}$ – измеренное значение коэффициента Зеебека, $\alpha_{подл}$ – значение коэффициента Зеебека подложки, $R_{пл}$ – сопротивление плёнки, $R_{подл}$ – сопротивление подложки.

Результаты и обсуждение

Температурные зависимости коэффициента Зеебека для структур №1 и X3 представлены на рис. 1.

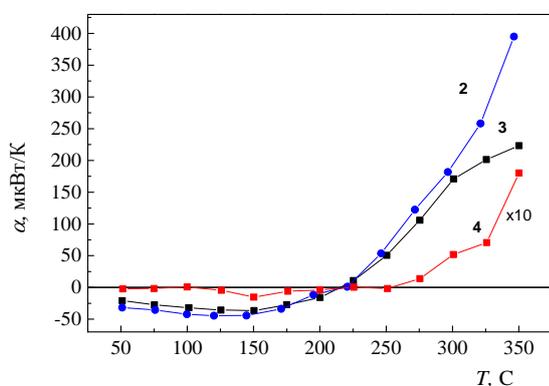


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Зеебека для структур №2, 3 и 4

Вид зависимостей подобен для всех исследованных структур, различаются лишь величины коэффициентов (табл. 1). В диапазоне температур 50-200 °C величина термо-ЭДС отрицательная (разность потенциалов между горячим и холодным концами материала), что соответствует дырочной проводимости в слоях Mn_xSi_{1-x} . При 120-150 °C значение α достигает минимума, а выше указанных значений коэффициент Зеебека увеличивается и изменяет знак на положительный (точка пересечения оси абсцисс $T=200-220$ °C). Смена знака обусловлена изменением типа проводимости (предположительно, переход от дырочной к собственной проводимости). Появление данного перехода не зарегистрировано в предыдущей работе. Это может быть связано с низким начальным легированием исходной Si мишени, что обеспечило выход на режим собственной проводимости для более низких, по сравнению с [2], температур.

Температурные зависимости коэффициента ZT , рассчитанного по формуле (1), представлены на рис. 2. Аналогично графику на рис. 1 вид зависимостей подобен для всех исследованных структур, отличаются лишь значения. Минимум на зависимости $ZT(T)$ при температуре 500 К соответствует точке пересечения функции $\alpha(T)$ оси абсцисс.

Наименьшие значения коэффициентов α и ZT были получены для структуры с составом близком к моносилициду марганца. Для указанной структуры характерен металлический характер проводимости и низкое значение слоевого сопротивления. Полу-

ченный результат согласуется с общим представлением о малой величине эффекта Зеебека в металлических материалах. Снижение концентрации Mn до 23-29 % ат. позволяет существенно повысить как коэффициент Зеебека, так и ZT , при этом возрастает слоевое сопротивление структур, а электрические свойства соответствуют полупроводникам с высоким уровнем легирования. В широком диапазоне температур значения коэффициентов α и ZT слабо зависят от концентрации Mn, что свидетельствует о близости механизмов эффекта Зеебека для структур №1-3.

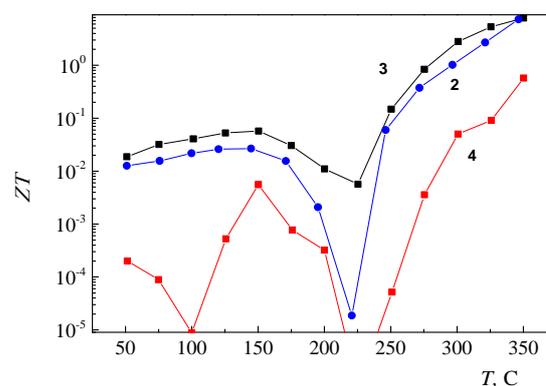


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента термоэлектрической добротности для структур № 2, 3 и 4

Отметим, что в области высоких температур (300-350 °C) существенный вклад в термоэлектрические эффекты вносит подложка *i*-GaAs, сопротивление которой в указанном диапазоне резко снижается. Оценка достоверности формулы (2) для расчёта коэффициента Зеебека в данном диапазоне температур затруднительна.

Таким образом, исследованы термоэлектрические свойства слоёв силицида марганца, осаждённых на подложки *i*-GaAs. Показано, что отклонение состава слоёв от $MnSi_{1,73}$ не приводит к существенному изменению коэффициентов Зеебека и термоэлектрической добротности.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ 17-79-20173).

Литература

1. L.D. Ivanova, A.A. Baikov // J. of Thermoelectricity. V. 3, 60 (2009).
2. И.В. Ерофеева, М.В. Дорохин, В.П. Лесников и др. // ФТП. Т. 51, вып. 11, 1456 (2017).

Проверка гипотезы о термоупругом характере деформации слоя GaN на а-срезе сапфира

Ю.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия
*drozdyu@ipmras.ru

Методом рентгеновской дифрактометрии исследована деформация эпитаксиального слоя GaN на а-срезе сапфира. Результаты подтверждают гипотезу о термоупругом характере деформации слоя.

Введение

Одним из важных вопросов для современных нитридных технологий является природа и величина остаточных упругих напряжений в слоях, что связано с сильным пьезоэффектом в кристаллах гексагональных нитридов. Ранее было установлено [1], что на а-срезе сапфира в условиях газофазной эпитаксии формируется слой гексагональной фазы GaN с осью c по нормали к поверхности, c -ориентация. Известно, что в самом начале роста идет активное дефектообразование, эпислой релаксирует почти до ненапряженного состояния, поэтому можно предположить, что основной вклад в результирующую деформацию слоя GaN на подложке сапфира вносит термоупругая деформация. Термические коэффициенты расширения слоя и подложки заметно различаются, а разность температур роста и измерения составляет более 1000°C . Деформация будет анизотропной, так как на пластине а-среза сапфира термические коэффициенты различны в направлениях осей a и c . Представляется интересным экспериментально проверить эту гипотезу на данной гетеросистеме, поскольку анизотропия позволяет увидеть и качественные, и количественные особенности деформации.

Метод расчета

Известны недавние прецизионные измерения коэффициентов термического расширения для сапфира [2] и нитрида галлия [3], что дает возможность рассчитать термоупругую деформацию слоя. Было показано, что теория Дебая достаточно хорошо описывает изменение периодов решетки этих кристаллов в широком диапазоне температур и были определены численные коэффициенты. Термиче-

скую деформацию кристалла при изменении температуры от T_1 до T_2 можно рассчитать:

$$e_{\Delta T} = [a(T_2) - a(T_1)]/a(T_2). \quad (1)$$

Поскольку нас интересует деформация решетки при температуре измерения, то в знаменателе стоит период решетки при комнатной температуре. Деформация слоя, жестко скрепленного с подложкой, будет равна разности деформаций подложки и слоя для соответствующего направления:

$$e_{\text{GaN}} = e_{\Delta T\text{S}} - e_{\Delta T\text{GaN}}. \quad (2)$$

На рис. 1 показаны кристаллографические направления подложки и слоя по данным [1].

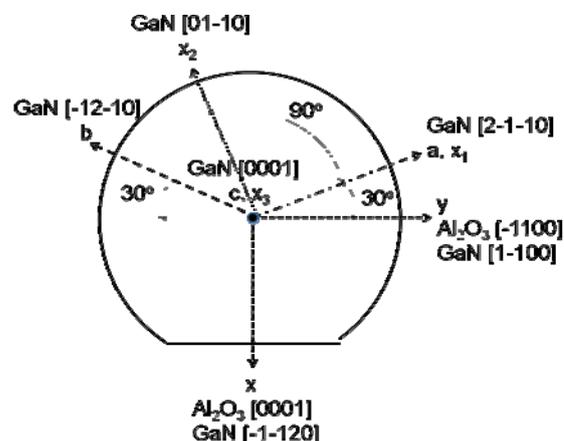


Рис. 1. Схематично показана пластина-подложка а-среза сапфира с боковым срезом по плоскости (0001). Показаны кристаллографические (a,b,c), кристаллофизические оси (x_1, x_2, x_3) слоя GaN и вспомогательные оси x и y

Введем вспомогательные оси x и y вдоль осей [0001] и [-1100] подложки, соответственно, см. рис. 1. Исходя из симметрии задачи, можно заключить, что оси x и y будут главными осями деформации, углы между которыми не изменяются (90°).

При охлаждении от 1100°C до 25°C, используя температурные зависимости периодов решетки сапфира и нитрида галлия [2,3], получаем деформацию слоя вдоль оси x , $e_{11} = -3.155 \cdot 10^{-3}$, вдоль оси y , $e_{22} = -1.889 \cdot 10^{-3}$. В направлении по нормали к гетеропереходу (ось z слоя) деформацию e_{33} рассчитаем из граничного условия, что упругие напряжения на поверхности равны нулю: $e_{33} = 1.283 \cdot 10^{-3}$.

Деформация анизотропна, поэтому межплоскостные расстояния для наклонных плоскостей, симметрично эквивалентных относительно оси шестого порядка в недеформированном слое, начинают различаться, что должно сказаться на величинах брегговских углов. По известному тензору e_{ij} можно вычислить деформацию в направлении по нормали к плоскости (hkl) , единичный вектор $\mathbf{r}(r_1, r_2, r_3)$, который можно задать через угол его наклона к оси z (угол ρ) и угол поворота в плоскости, угол φ :

$$r_1 = \sin(\rho) \cdot \sin(\varphi); r_2 = \sin(\rho) \cdot \cos(\varphi); r_3 = \cos(\rho).$$

$$e(\mathbf{r}) = e_{ij} r_i r_j.$$

Сдвиг брегговского угла относительно недеформированного состояния:

$$\Delta\theta = - e(\mathbf{r}) \operatorname{tg}(\theta).$$

На рис. 2 представлены значения брегговских углов 2θ для двух систем плоскостей, наклоненных к (0001) на 39.1° (a) и 20.6° (b) при непрерывно изменяющемся угле φ , когда за начало координат принято направление в подложке $[-1100]$.

Методика эксперимента

Измерения выполнены на дифрактометре Bruker D8 Discover, излучение $\text{CuK}_{\alpha 1}$, параболическое зеркало Гёбеля и монохроматор $2\text{Ge}(220)$ на первичном пучке, узкая щель на отраженном пучке перед детектором. Измеряли брегговские углы 2θ двух систем плоскостей, наклоненных к (0001) на 39.1° и 20.6° . В каждой из систем по 6 плоскостей, симметрично эквивалентных в ненапряженном GaN. Результаты представлены в виде точек на рис. 2, там же указаны индексы отражений. Вероятные погрешности оценены в ходе отдельного эксперимента для слоя GaN на с-сапфире, где среднеквадратичное отклонение для эквивалентных отражений составило $\Delta 2\theta = 0.003^\circ$.

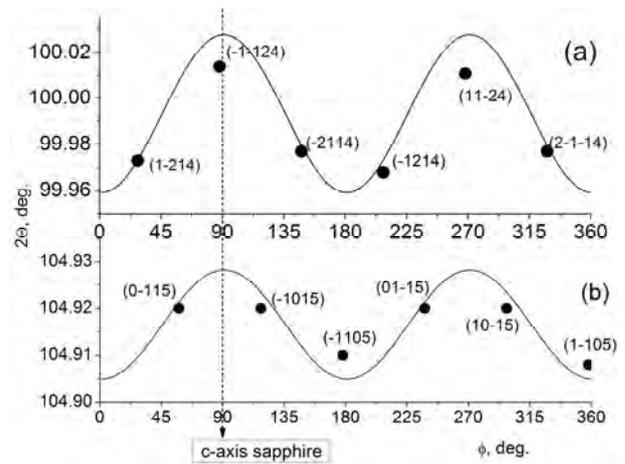


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и вычисленные (линии) значения брегговских углов 2θ для двух систем плоскостей, наклоненных к (0001) на 39.1° (a) и 20.6° (b)

Обсуждение результатов

Рис. 2 показывает, что экспериментальные значения хорошо согласуются с вычисленными по характеру анизотропии деформации слоя, что может считаться подтверждением гипотезы о термоупругом характере деформации слоя. Видны также некоторые различия в количественных значениях. Одной из причин может являться неточность в значениях периодов решетки GaN в недеформированном слое. В литературе неоднократно сообщалось о вариации периодов слоев GaN, выращенных разными методами, с различным уровнем дефектности и легирования, см., например, [3].

Таким образом, эксперимент подтверждает, что деформация слоя GaN на сапфире имеет, в основном, термоупругий характер.

Работа выполнена за счет гранта РФФИ, проект № 17-72-10166. Использовано оборудование центра коллективного пользования «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. П.А. Юнин, Ю.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин // Труды XXI Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», 13-16 марта 2017 г. Нижний Новгород, Т. 2, с. 780.
2. C. Roder, S. Einfeldt, S. Figge, T. Paskova et al. // J. Appl. Phys. V. 100, 103511 (2006).
3. C. Roder, S. Einfeldt, S. Figge, and D. Hommel // Phys. Rev. B **72**, 085218 (2005).

Генерация разностной гармоника терагерцового диапазона частот в гетеролазерах на основе полупроводников HgCdTe

А.А. Дубинов

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

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

sanya@ipmras.ru

Теоретически исследована возможность генерации терагерцового излучения на разностной частоте в лазере на основе HgCdTe с квантовыми ямами HgTe. Показано, что в подобном лазере с шириной 100 мкм при мощностях мод ближнего ИК 1 Вт, мощность разностной моды может достигать 0.2 мВт в диапазоне частот 0.7 – 3.5 ТГц при комнатной температуре.

Введение

Задача по созданию компактных твердотельных источников излучения терагерцового диапазона частот (1 – 10 ТГц) является одной из самых актуальных в современной физике полупроводников. Подобные источники излучения востребованы для многих приложений, в первую очередь для спектроскопии газов и твердых тел, мониторинга окружающей среды. В части терагерцового диапазона частот (1 – 5 ТГц) лидирующее место среди полупроводниковых лазеров занимают монополярные квантовые каскадные лазеры на основе GaAs и InP, однако они работают только при криогенных температурах [1]. Поэтому проблема создания компактного терагерцового источника излучения, работающего при комнатной температуре, остается до сих пор актуальной.

Перспективными источниками терагерцового излучения при комнатной температуре могут стать источники, основанные на внутрирезонаторном нелинейно-оптическом преобразовании (генерация разностной гармоника) двух длин волн ближнего или среднего ИК диапазона в межзонном лазере. В отличие от лазеров на основе GaAs [2] в структурах на основе HgCdTe с малым содержанием Hg условие фазового синхронизма для двух основных мод ближнего ИК диапазона можно выполнить начиная с длин волн больших 1 мкм, что необходимо для эффективной генерации разностной частоты. Решеточная нелинейность CdTe сравнима с GaAs. Лазеры на основе HgCdTe известны тоже достаточно

давно, и работают при комнатной температуре с максимальной длиной волны 2.2 мкм [3].

Расчет мощности генерации разностной гармоника

Для эффективной генерации терагерцового излучения на разностной частоте в настоящей работе предлагается двухчиповая конструкция лазера [2]. В такой конструкции можно независимо управлять мощностью каждой из двух основных ТЕ мод изменением соответствующего тока. Кроме того, расположение чипов структурой вниз на общем теплоотводе упрощает состыковку волноводов и позволяет заводить значительную часть излучения одного чипа в волновод другого чипа.

Для лазера на основе HgCdTe, в котором будет происходить генерация разностной гармоника, предполагается следующая конструкция, основанная на традиционном дизайне [4]: на полуизолирующей подложке GaAs (013) толщиной 150 мкм выращен нелегированный буферный слой CdTe толщиной 4 мкм, затем слой n -CdTe (концентрация 10^{17} см^{-3}) толщиной 1 мкм. Эти слои играют роль инжекторного и ограничительного слоя в лазере. Затем растится волноводный (для мод ближнего ИК диапазона) нелегированный слой $\text{Hg}_{0.2}\text{Cd}_{0.8}\text{Te}$ толщиной 1 мкм с несколькими квантовыми ямами HgTe толщиной 0.8 нм, затем — контактный слой p -CdTe (концентрация 10^{18} см^{-3}) толщиной 50 нм. Далее наносится металлический контакт.

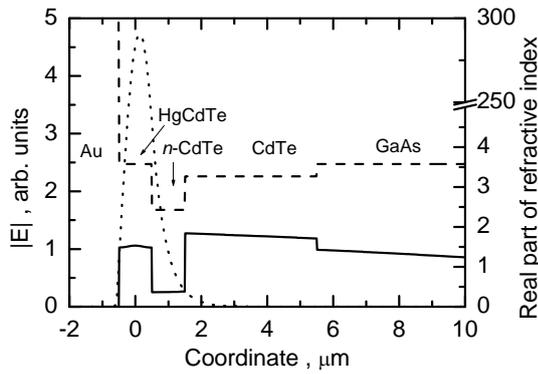


Рис. 1. Координатные зависимости модулей поперечных компонент электрического поля ТЕ моды ближнего ИК диапазона (пунктирная кривая), разностной ТМ волны (сплошная кривая) и показателя преломления (штриховая кривая) для частоты 1.29 ТГц

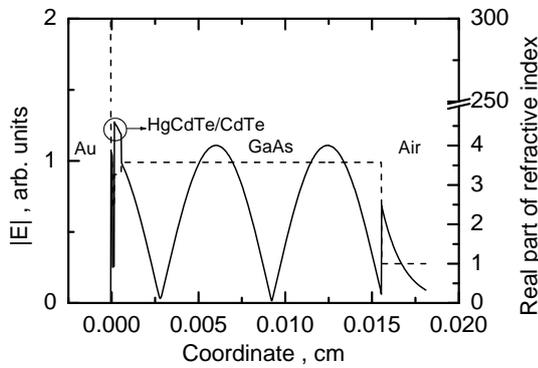


Рис. 2. Координатные зависимости модуля поперечной компоненты электрического поля ТМ волны (сплошная кривая) и показателя преломления (штриховая кривая) для частоты 1.29 ТГц

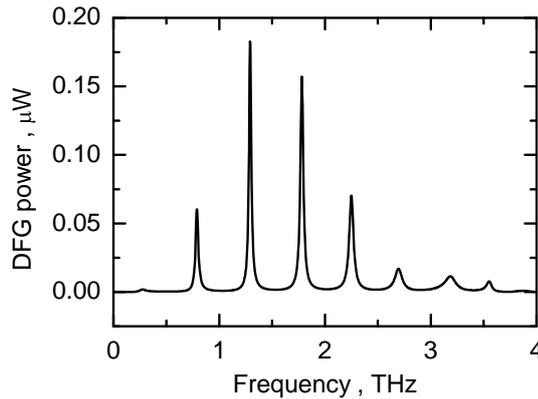


Рис. 3. Частотная зависимость мощности излучения на разностной гармонике, $\lambda_1 = 1.55$ мкм

Из вида тензора нелинейности второго порядка можно показать, что разностная мода будет ТМ модой. Мощность разностной моды вычислялась в приближении, что $\alpha L \gg 1$ (α – коэффициент поглощения на разностной частоте, L – длина лазера). В этом случае мощность излучения на разностной частоте не зависит от L . При расчете ширина волновода лазера полагалась равной 100 мкм, а мощность каждой моды ближнего ИК диапазона – 1 Вт.

Результаты расчетов мощности и распределения электрического поля разностной волны в рассматриваемой структуре представлены на рис. 1 – 3. В расчетах наибольшая длина волны (λ_1) для мод ближнего ИК диапазона фиксировалась, при этом изменение разностной частоты достигалось за счет изменения длины волны другой моды ближнего ИК диапазона. Зависимость мощности от разностной частоты имеет вид частых резонансных пиков. Каждый из них соответствует моде волновода для терагерцового излучения, для которой выполняется условие фазового синхронизма.

Согласно проведенным расчетам, в лазере на основе HgCdTe с шириной 100 мкм при мощностях мод ближнего ИК 1 Вт, мощность разностной моды может достигать 0.2 мкВт в диапазоне частот 0.7 – 3.5 ТГц при комнатной температуре.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Нижегородской области в рамках научно-го проекта № 18-42-520029.

Литература

1. M. S. Vitiello et al. // Opt. Exp., V. 23, 5167 (2015).
2. B. N. Zvonkov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 92, 021122 (2008).
3. C. Roux et al. // Appl. Phys. Lett., V. 75, 1661 (1999).
4. S. V. Morozov et al. // Appl. Phys. Lett. V. 111, 192101 (2017).

Снижение порога генерации с помощью легирования в лазерах среднего ИК диапазона на основе HgCdTe с квантовыми ямами HgTe

А.А. Дубинов, В.Я. Алешкин, С.В. Морозов

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

sanya@ipmras.ru

Проанализирована возможность значительного снижения порога межзонной генерации в лазерах среднего ИК диапазона на основе HgCdTe с квантовыми ямами (КЯ) HgTe с помощью легирования донорами δ -слоев, расположенных вблизи квантовых ям. Показано, что при оптимальной поверхностной концентрации δ -слоев $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и рабочей температуре выше 40 К возможно снижение порога лазерной генерации (ЛГ) на длине волны 20 мкм более чем в 2 раза.

Введение

В настоящей работе мы анализируем возможность значительного снижения порога генерации в лазерах среднего ИК диапазона на основе HgCdTe с КЯ HgTe за счет выключения одной из возможных схем Оже рекомбинации с помощью легирования донорами δ -слоев, расположенных вблизи КЯ.

Модель и результаты расчета

Оценку для пороговой плотности тока в лазере на основе HgCdTe/HgTe, используя подход, развитый в работе [1] для лазера с объемной активной областью, можно получить из следующего выражения:

$$j_{th} = qD(C_n \hat{n}^2 \hat{p} + C_p \hat{p}^2 \hat{n} + R_d + B \hat{n} \hat{p}), \quad (1)$$

где q – заряд электрона, D – толщина волновода, C_n и C_p – коэффициенты Оже рекомбинации, $R_d = (\hat{n} + \hat{p})/\tau$ и τ – скорость и время безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла, B – коэффициент излучательной рекомбинации, \hat{n} и \hat{p} – пороговые неравновесные объемные концентрации электронов и дырок, соответственно. Для того чтобы перейти к случаю лазера с КЯ (двумерный случай) в качестве активной области, необходимо ввести поверхностные концентрации электронов и дырок, соответственно: $n = Qd\hat{n}$ и $p = Qd\hat{p}$, где Q и d – количество и толщина КЯ. Для аналогичного лазера с оптической накачкой непосредственно в КЯ можно ввести связь между пороговой интенсивностью излучения оптической накачки (I_{th}) и j_{th} : $I_{th} = Wj_{th}/\eta q$, где W – энергия кванта излучения оптической накачки, η – доля излучения оптической накачки, поглощенная в КЯ.

Для нахождения пороговых значений концентраций электронов и дырок можно использовать выражение для порога генерации лазера: $g = \alpha$, где g – модовый коэффициент усиления активной среды с учетом внутренних потерь, а α – коэффициент потерь на выход излучения из лазера. Коэффициент g в случае, когда генерация излучения происходит на длине волны, соответствующей ширине запрещенной зоны E_g , определяется следующей формулой: $g = A(f_n - f_p)$, где $A = 40 \text{ см}^{-1}$ (расчетное значение, полученное в работе [2] для лазерной структуры, аналогичной структуре, в которой наблюдалось стимулированное излучение с $\lambda \sim 20 \text{ мкм}$ [3]), f_n и f_p – функции распределения электронов и дырок для $\lambda = 2\pi\hbar c / E_g$ [1], c – скорость света в вакууме, k_B и \hbar – постоянные Больцмана и Планка, соответственно. Неравновесные квазиуровни Ферми для электронов (E_F^n) и дырок (E_F^p) в зависимости от концентраций полностью ионизированной донорной примеси N в δ -слоях и инжектируемых носителей n и p можно найти в приближении чисто двумерного случая и параболических зон. Для достаточно узкозонных КЯ HgTe можно считать, что массы m электронов и дырок на основных состояниях одинаковы [2, 3]. В приближении $n = p$ можно записать для пороговой концентрации неравновесных носителей следующее выражение:

$$n = P^{-1} \ln\{[1 + \exp(-PN)] / [1 - \alpha/A]\}, \quad (2)$$

где $P = \pi\hbar^2 / (mk_B T)$, T – температура. Основным процессом в условиях интенсивной накачки при межзонной рекомбинации электрона и дырки в узкозонных полупроводниках является безызлучательная Оже рекомбинация.

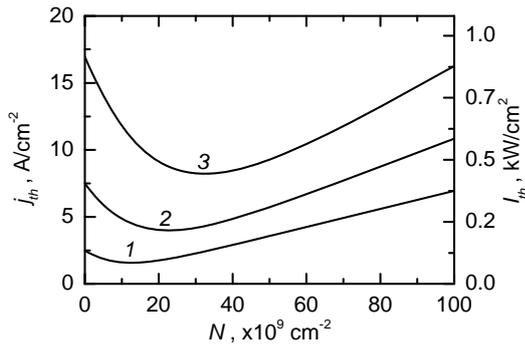


Рис. 1. Зависимость j_{th} и I_{th} от N в лазере для трех значений T , К: 1 – 20, 2 – 30, 3 – 40

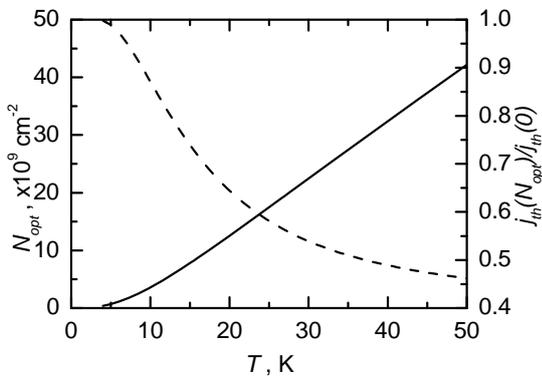


Рис. 2. Зависимости N_{opt} (сплошная кривая) и $j_{th}(N_{opt})/j_{th}(0)$ (штриховая кривая) от температуры

Но узкозонные HgTe КЯ обладают квази-Дираковским законом дисперсии для основных состояний электронов и дырок, что существенно подавляет Оже рекомбинацию между этими состояниями [3]. Однако при продвижении ЛГ в более длинные волны необходимо большее усиление для преодоления Друде потерь, которые увеличиваются квадратично с длиной волны. Это приводит к увеличению необходимой концентрации носителей и изменению функции распределения их в подзонах размерного квантования. И если разница в энергиях первой и второй подзон электронов может в несколько раз превышать разницу в энергиях первых подзон электронов и дырок (ширина запрещенной зоны в КЯ), то разница в энергиях первой и второй подзон дырок сопоставима с последней. Кроме того, при больших значениях квазиимпульса закон дисперсии дырок перестает быть квази-Дираковским. Все это приводит к тому, что Оже процесс

с участием 2 дырок и электрона становится намного более вероятным, чем Оже процесс с участием 2 электронов и дырки, т.е. $C_n \ll C_p$. Для дальнейших расчетов будет использовано приближение: $C_n = 0$. Отсюда следует, что для уменьшения порога ЛГ необходимо уменьшать концентрацию неравновесных дырок. На рис. 1 приведена зависимость пороговых плотности тока и соответствующей ей интенсивности накачки с $W = 0.54$ эВ ($\lambda = 2.3$ мкм) и $\eta = 0.01$ от концентрации легирующей примеси в лазере на основе Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te с $Q = 5$ КЯ HgTe толщиной $d = 4.6$ нм для трех значений температуры. Так как в литературе практически отсутствуют значения параметров для Оже и излучательной рекомбинации в узкозонных HgTe КЯ, для оценки были использованы параметры для объемных растворов HgCdTe с той же E_g [4]. Время $\tau = 1$ мкс [5], а масса $m = 0.016$ массы свободного электрона [2]. Для лазера длиной 1 мм $\alpha = 10$ см⁻¹, $\lambda \sim 20$ мкм для $T = 20$ К, $D = 5$ мкм. Как видно из рис. 1, для всех температур существует оптимальное значение концентрации полностью ионизированной донорной примеси N_{opt} в δ -слоях, при котором пороговые плотность тока и интенсивность накачки минимальны. При этом N_{opt} практически линейно растет от 10^9 см⁻² до концентрации $4 \cdot 10^{10}$ см⁻² с ростом температуры от 4 К до 50 К, и происходит снижение порога ЛГ более чем в 2 раза (см. рис. 2). Следовательно, можно сделать вывод, что создание в лазерных HgCdTe структурах с HgTe КЯ легированных донорной примесью δ -слоев с оптимальной концентрацией наиболее выгодно для снижения порога генерации при высоких рабочих температурах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 17-12-01360.

Литература

1. А.А. Дубинов // ФТП, Т. 50, 1469 (2016).
2. A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin // Int. J. High Speed Electron. Syst., V. 25, 1640018 (2016).
3. S.V. Morozov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 111, 192101 (2017).
4. E. Bellotti, D.D'Orsogna // IEEE J. Quant. Electron., V. 42, 418 (2006).
5. В.В. Румянцев и др. // ФТП, Т. 47, 1446 (2013).

Тепловой барьер на границе раздела алмаз-металл, причины его возникновения и пути его снижения.

М.П. Духновский¹, Е.Н. Куликов¹, Ю.Ю. Федоров¹

¹АО «НПП «Исток» им. Шокина», ул. Вокзальная, 2а, г. Фрязино

*istok220@mail.ru

Экспериментально обнаружен диодный эффект распространения тепла через границу раздела алмаз-металл. Тепловой барьер возникает всегда на границе двух тел с различными дебаевскими температурами. Дебаевские температуры материалов, традиционно используемых для теплоотводов, незначительно отличаются друг от друга, и только с применением алмаза, дебаевская температура которого существенно выше чем у контактирующих с ним материалов, описанный эффект стал экспериментально заметен.

В последнее время широкое применение находят металлизированные теплоотводящие элементы конструкции на основе поликристаллического алмаза, выращенного CVD методом [1,2].

Создание эффективных устройств для отвода тепла может быть затруднено, в частности, из-за так называемого граничного теплового сопротивления. Известно, что любая граница раздела двух сред обладает тепловым сопротивлением, т.е. при протекании тепла на границе раздела сред появляется скачок температуры. Впервые данное явление было продемонстрировано на границе двух сред между сверхтекучим гелием и стенкой теплообменника 1941 году П. Л. Капицей.

В простейшем случае это явление связано с различием упругих параметров двух сред, что вызывает рассеяние фононов на границе [3].

В случае с границей раздела алмаз-металл прохождение фононов затруднено еще и наличием дополнительной графитной фазы на интерфейсе, неизбежно возникающей при вжигании металлизации в алмаз [4]. При этом фактическое тепловое сопротивление металлизированной пластины алмаза в этом случае превышает в 2-4 раза расчетные значения.

Для исключения графитизации граничного слоя между алмазом и металлом вводился тонкий слой кремния, который подвергался воздействию потока ионов высокой энергии, размывающего границу алмаз-кремний, за счет атомов отдачи. В результате создается промежуточный слой карбида кремния.

Данный промежуточный слой позволил перейти от системы алмаз-металл к системе алмаз-карбид

кремния-кремний-металл, которая исключает графитизацию.

Однако фактическое тепловое сопротивление металлизированной пластины алмаза и в этом случае превышает в 1,5-2 раза расчетные значения.

Анализ распределения тепловых полей при работе мощных транзисторов, собранных на алмазном металлизированном теплоотводе, показал, что тепло хорошо преодолевает границу металл-алмаз и плохо проходит границу алмаз-металл. Образуется тепловой барьер на границе раздела алмаз-металл.

Аккумуляция и распространение тепла в твердом теле, как в диэлектрике, так и в металле, связаны с колебаниями решетки.

Известно, что передача тепла в металлах происходит при электрон-электронном взаимодействии, а в диэлектриках за счет фонон-фононных взаимодействий. Различием в передаче колебаний (энергии) от электрона к фонону и от фонона к электрону обуславливается наблюдаемое явление.

Фонон-фононные колебания решетки алмаза с большими потерями распространяются в решетке металла, что затрудняет передачу тепла от алмаза к металлу. В то время как электрон-фотонные колебания решетки металла свободно распространяются в решетке алмаза, поэтому при передаче тепла от металла к алмазу тепловой барьер не возникает.

Для снижения теплового барьера границу раздела алмаз-металл необходимо создать условия, облегчающие перенос тепла. Это реализовано путем легирования тонкого слоя алмаза и создания в его граничной с металлом электропроводящей области.

Экспериментально установлено, что ее наличие улучшает согласование фонон-фононного и электрон-электронного типов теплопроводности в алмазе и прилегающем слое металла и, тем самым, приводит к значительному снижению теплового сопротивления.

Распределение тепловых полей в этом случае показало практически полное отсутствие теплового барьера на границе алмаз-металл.

Заклучение

Таким образом, тепловой барьер возникает всегда на границе двух тел с различными дебаевскими температурами. Дебаевские температуры материалов, традиционно используемых для теплоотводов, незначительно отличаются друг от друга, и только с применением алмаза, дебаевская температура которого существенно выше чем у контактирующих с ним материалов, описанный эффект стал экспериментально заметен.

Предложенный механизм возникновения теплового барьера позволяет реализовать новые подходы к

регулированию тепловых процессов, существенно повысить эффективность теплоотводящих систем.

Литература

1. В.Б. Вяхирев, М.П. Духновский, А.К. Ратникова, Ю.Ю. Федоров. Изолирующие теплоотводы на основе CVD-алмаза для силовой электроники // Электронная техника. Серия 1. СВЧэлектроника. 2009. Вып. 3(502). С. 36-40.
2. P.P. Maltsev, S.V. Redkin, I.A. Glinskiy et al. Heatsink Diamond Nanostructures for Microwave Semiconductor Electronic // Nanotechnologies in Russia, 2016. Vol. 11, No. 7-8, pp. 480-490.
3. О. Маделунг. Теория твёрдого тела. – М.: Наука, 1980. – 416 с.
4. M.P. Dukhnovsky, E.N. Kulikov, A.K. Ratnikova, Yu.Yu. Fedorov, S.A. Bogdanov, A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, A.V. Muchnikov. Diamond materials and principles of technology 3D-processing them for electronic products // Electronic Engineering, series1. Microwave Engineering. 2013. No. 3(518), P. 40-46.

Селективная эпитаксия планарных субмикронных структур

В.П. Евтихийев¹, Г. Позина², М.И. Митрофанов^{1,3}, Я.В. Левицкий¹, Г.В. Вознюк⁴,
Е.Е. Татаринев⁴, В.Н. Калитеевский⁵, А.Р. Губайдуллин^{3,6}, С.Н. Родин^{1,3},
Л.С. Чечурин⁵, М. А. Калитеевский^{1,4,6}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021.

² Department of Physics, Chemistry and Biology (IFM), Linköping University, S-581 83 Linköping, Sweden

³ НТЦМ РАН, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021

⁴ Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, С.-Петербург, 197101

⁵ Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, FI-53851, Finland

⁶ Академический Университет, ул. Хлопина 8/3, С.-Петербург, 194021

*m.kaliteevski@mail.ru,

Разработан метод изготовления планарных субмикронных структур из нитрида галлия на основе ионного травления и селективной газозафазной эпитаксии. Были выращены образцы нанопроводов из GaN шириной от 200 нм до 5 мкм, и исследованы их структурные и оптические свойства. Установлено, что при селективной эпитаксии скорость роста увеличивается в несколько раз. Нанопровода демонстрируют эффективную фотолюминесценцию и катодо люминесценцию

Введение

Нанопровода (НП) на основе GaN являются перспективными наноструктурами для создания различных нанозлектронных устройств, таких как транзисторы, светодиоды, лазеры и др. [1]. В настоящее время наиболее развита технология изготовления GaN НП методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием капельного металлического катализатора. При этом НП растут перпендикулярно подложке.

Основные результаты

Нами разработана технология производства планарных GaN НП на сапфировых подложках с использованием технологии селективной газозафазной эпитаксии, которая включает в себя (рис. 1): а) выращивание буферного слоя GaN на сапфировой подложке; б) нанесения слоя маски из нитрида кремния; в) травление отверстий в маске фокусированным ионным пучком; д) селективное выращивание НП в отверстиях в маске методом газозафазной эпитаксии. Методом ионного травления были выправлены отверстия в маске, (длина отверстий 200 мкм, ширина отверстий длина отверстий варьировалась в интервале от 100 нм до 5 мкм. Методом газозафазной эпитаксии отверстия зарастались GaN. Полученные образцы исследовались методами микрофотолюминесценции, микрокатодолуменесценции, электронной и атомно-силовой микроскопии.

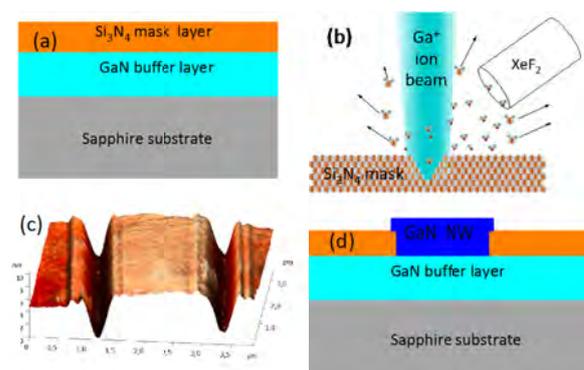


Рис. 1. Схематическое изображение стадий процесса роста: рост многослойной структуры (а), ионное травление канавок (б), AFM профиль которых показан на рис 1с, и зарастание канавок нитридом галлия

На рис. 2 показана фотография скола НП, выращенного на выправленной канавке шириной 500 нм. Можно видеть, что имеет место зарастание НП за пределы канавки. Установлено, что при выращивании канавки, скорость роста увеличивается в несколько раз по сравнению с открытой подложкой. Проведенное численное моделирование показало, скорость роста при локальной эпитаксии увеличивается в несколько раз по сравнению случаем открытой подложки вследствие концентрации диффузионного потока на отверстие в маске, как показано на рис. 3а.

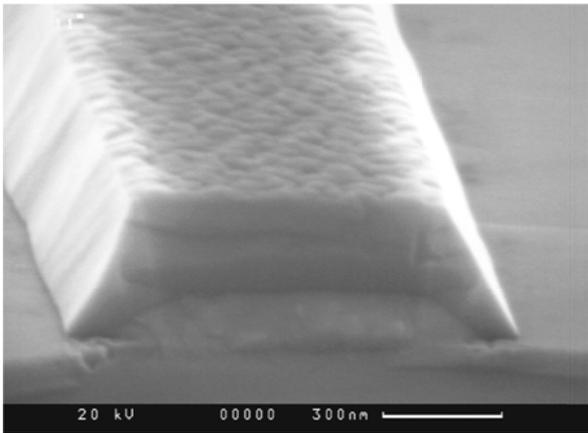


Рис. 2. Фотография скола планарного нанопровода

На рис. 3б показана зависимость относительной скорости роста R фактора заполнения (доли поверхности, свободной от маски). Видно, что скорость роста увеличивается при уменьшении ширины канавки, но когда ширина канавки сравнивается с длиной свободного пробега, уменьшение ширины не приводит к увеличению скорости роста.

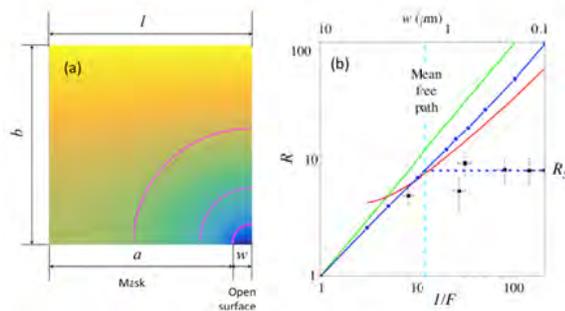


Рис. 4. (а) Рассчитанный профиль концентрации триметилгаллия в пограничном слое газа толщиной b над подложкой, покрытой периодической маской шириной $2a$ с открытыми областями, шириной $2w$. Зависимость относительной скорости R роста от фактора заполнения F

Полученные НП обладают высоким кристаллическим совершенством и химической чистотой, и демонстрируют эффективную люминесценцию. На рис. 5 внизу показаны спектры катодолуминесценции образца для разных точек НП, отмеченных на рис. 5 сверху.

Можно видеть, что внутренние области нанопровода демонстрируют спектр люминесценции, соответствующий объемному GaN высокого качества, в то время как на краях НП присутствуют примеси и другие дефекты, ответственные за появление полосы люминесценции в желтой области спектра. Можно видеть, что в области «желтой» полосы люминесценции в спектре имеют место периодически расположенные пики. Данные пики свидетельствуют, что полученная структура работает как резонатор Фабри – Перо.

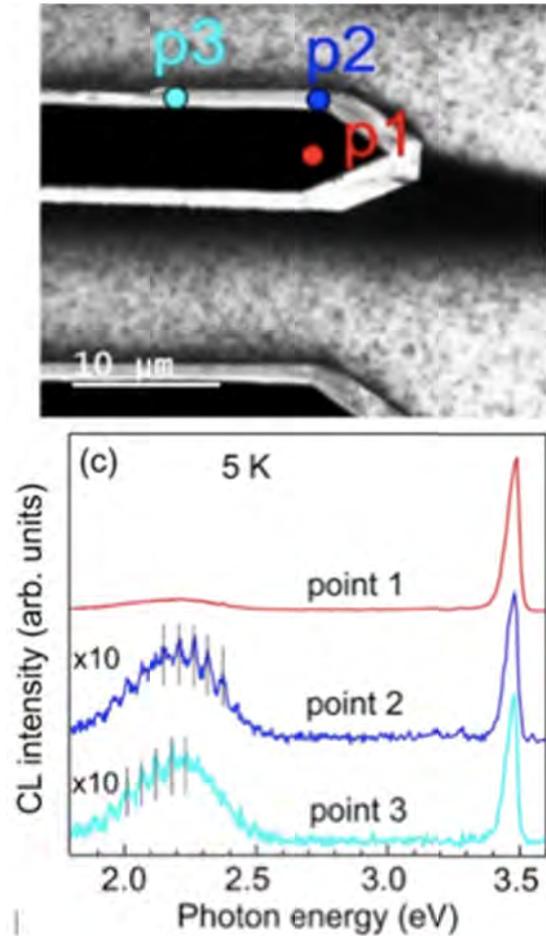


Рис. 5. Вверху: фотографии образцов НП на электронном микроскопе. Внизу: спектры микрокатодолуминесценции, полученные в точках, обозначенных на фотографии вверху

Литература

1. [1] X. Dai et al, Nano Lett. 15, 6958 (2015).

Квантово-каскадные лазеры среднего ИК-диапазона: изготовление, диагностика и приборные характеристики

А.Ю. Егоров^{1,2,*}, А.В. Бабичев^{1,2}, В.Е. Бугров¹, А.Г. Гладышев^{1,2}, Л.Я. Карачинский¹,
Е.С. Колодезный², А.С. Курочкин², И.И. Новиков^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики,
пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101.

² ООО «Коннектор Оптик», ул. Домостроительная, Санкт-Петербург, 194292.

*anton.egorov@connector-optics.com

Представлены результаты научно-исследовательской работы по созданию квантово-каскадных лазеров среднего инфракрасного диапазона длин волн. В качестве базовой технологии для создания гетероструктур квантово-каскадных лазеров на подложках InP использовался метод молекулярно-пучковой эпитаксии. В качестве основного материала для создания гетероструктур квантово-каскадных лазеров использовалась гетеропара твердых растворов InGaAs/InAlAs, как решёточно-согласованная с материалом подложки из InP, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, так и упруго-компенсированная, $\text{In}_{0.44}\text{Al}_{0.56}\text{As}/\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$. Продемонстрирована генерация квантово-каскадных лазеров на длинах волн 5.7 ± 0.1 , 7.8 ± 0.2 и 9.7 ± 0.2 мкм, при пониженной и комнатной температурах.

Введение

С момента практической реализации первых квантово-каскадных лазеров (ККЛ) и по настоящее время достигнут значительный прогресс, как в их теории, так и в эпитаксии их гетероструктур и создании кристаллов таких лазеров. Предложены и реализованы различные принципиальные схемы квантовых каскадов, наиболее эффективными из которых являются конструкции, в которых опустошение нижнего лазерного уровня происходит за счет двух- или трех-фононного резонансного рассеяния, или на основе переходов «связанное состояние – непрерывный спектр» [1–3]. Использование молекулярно-пучковой эпитаксии, за счет возможности прецизионного выращивания десятков идентичных каскадов, позволяет создавать гетероструктуры квантово-каскадных лазеров, отличающиеся более узкими спектрами спонтанного излучения, по сравнению с методом газовой эпитаксии и отличающихся повышенной эффективностью работы приборов в режиме генерации стимулированного излучения.

Эксперимент

В качестве базовой технологии создания гетероструктур квантово-каскадных лазеров на подложках InP использовался метод молекулярно-пучковой эпитаксии.

Гетероструктуры квантово-каскадных лазеров выращивались на промышленной установке молекулярно-пучковой эпитаксии Riber MBE49 в Санкт-Петербурге. В качестве основного материала для создания гетероструктур квантово-каскадных лазеров использовалась гетеропара твердых растворов InGaAs/InAlAs, как решёточно-согласованная с материалом подложки из InP, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, так и упруго-компенсированная, $\text{In}_{0.44}\text{Al}_{0.56}\text{As}/\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$. Гетероструктуры исследовались методами рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии. Из гетероструктур были изготовлены лазеры полосковой конструкции, с шириной полоска 20–25 мкм. Резонатор Фабри-Перо формировался методом скальвания.

Результаты

Генерация квантово-каскадных лазеров продемонстрирована на длинах волн 5.7 ± 0.1 , 7.8 ± 0.2 и 9.7 ± 0.2 мкм, при пониженных и комнатной температурах. Пример экспериментального и расчетного спектра рентгеновской дифракции гетероструктуры ККЛ излучающего на длинах волн 7.8 ± 0.2 мкм приведен на рис. 1. Светоизлучающая область лазера состояла из 50 квантовых каскадов и была помещена полупроводниковый волновод, ограничение световой волны в верхней части которого частично достигалось за счет использования границы полупроводник-воздух.

Типичные экспериментальные вольт-амперные и ватт-амперные характеристики ККЛдиапазона

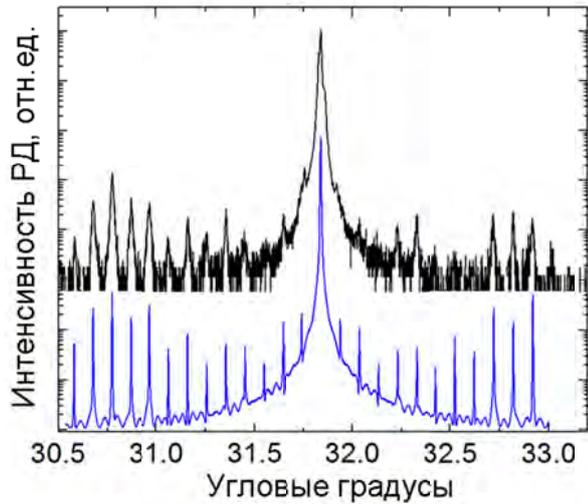


Рис. 1. Спектры рентгеновской дифракции, экспериментальный (вверху) и расчетный (внизу), гетероструктуры ККЛ содержащей 50 квантовых каскадов толщиной 527 нм

7.8±0.2 мкм, измеренные при различных температурах представлены на рис.2. Наблюдаемые значения порогового напряжения составляли 11.3 В при температуре 150К и 12.6 при 300 К. Минимальное значение порогового напряжения 10.4 В наблюдалось при температуре 250 К. Пороговые токи при температурах 150, 250 и 300 К определены как 0.59, 1.17 и 1.60 А, соответственно. Изломы на ватт-амперных характеристиках связаны с конкуренцией продольных мод в резонаторе с длиной 1.4 мм.

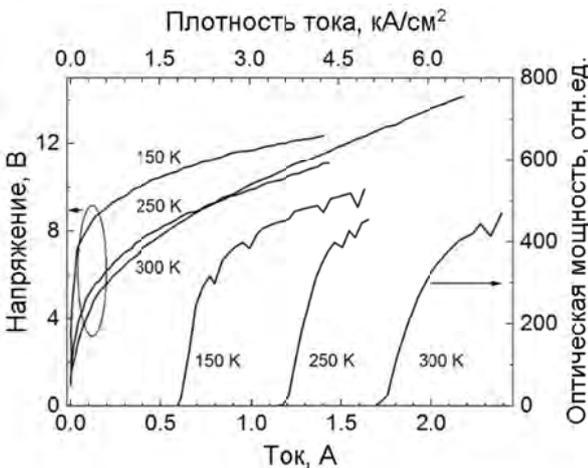


Рис. 2. Вольт-амперные и ватт-амперные характеристики ККЛ полосковой конструкции, измеренные при различных температурах

На рис. 3 представлены многомодовые спектры лазерной генерации ККЛ, зарегистрированные при различных температурах. С увеличением температуры наблюдается плавный сдвиг спектра стимулированного излучения в длинноволновую область, от 7.6 мкм при 78К до 8.0 мкм при 300К, обусловленный изменением зонной диаграммы гетероструктуры с ростом температуры.

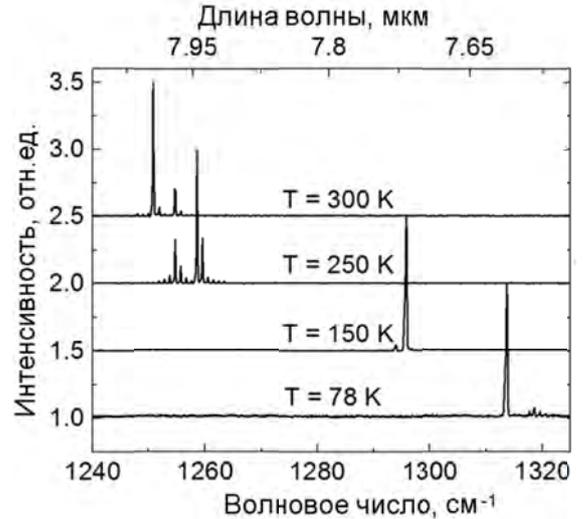


Рис. 3. Спектры стимулированного излучения ККЛ полосковой конструкции, зарегистрированные при различных температурах

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы», шифр 2016-14-579-0009, соглашение № 14.578.21.0204 от 3 октября 2016 г., уникальный идентификатор RFMEFI57816X0204.

Литература

1. M. Beck et al. // Science, 295(5553), 301-305 (2002).
2. Q. Wang et al. // Appl. Phys. Lett., 94, 011103 (2009).
3. A. Tredicucci et al. // Appl. Phys. Lett., 73(15), 2101-2103 (1998).

Получение электроимпульсным плазменным спеканием термоэлектрических материалов на основе Si и Ge

И.В. Ерофеева^{1*}, М.В. Дорохин¹, А.В. Здоровейцев¹, Ю.М. Кузнецов^{1,2}, А.А. Попов^{1,2}, Е.А. Ланцев², А.В. Боряков³, В.Е. Котомина¹

¹ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3 Нижний Новгород, 603950

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

³ НИИ Химии ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.5 Нижний Новгород, 603950

*irfeva@mail.ru

Исследованы материалы на основе $Si_{1-x}Ge_x$, полученные методом электроимпульсного плазменного спекания порошков Ge и Si в разных режимах спекания и механоактивации. Получены значения термоэлектрических параметров: коэффициента Зеебека, удельного сопротивления, рассчитано значение коэффициента термоэлектрической добротности ZT .

Введение

Полупроводниковый материал на основе Si и Ge является широко известным высокотемпературным термоэлектриком [1]. Современные тенденции технологии термоэлектриков связаны с созданием материалов с ультрамелкозернистой поликристаллической структурой, которая обеспечивает низкие значения теплопроводности при сохранении высоких коэффициента Зеебека и электропроводности [2]. Также, в отличие от монокристаллов показатели эффективности поликристаллических термоэлектриков определяются размерами зерна, свойствами границ зёрен, степенью перемешивания Ge и Si в твёрдом растворе. Контроль указанных параметров обеспечит управление свойствами термоэлектрических преобразователей энергии.

В настоящей работе исследованы материалы на основе $Si_{1-x}Ge_x$, полученные методом электроимпульсного плазменного спекания порошков Ge и Si. Указанный метод предоставляет широкие возможности для управления параметрами поликристаллической структуры. Для исследования термоэлектрических свойств нами была изготовлена серия из пяти образцов Si - Ge, спеченных при разных условиях.

Материалы, образцы и их изготовление

Материал (порошок для спекания) для образцов 1-3 изготавливался путём размалывания пластин Ge и Si с помощью вибромельницы Fritsch со стальным шаром и в стальном стакане. Для образцов 4 и 5

порошок изготавливали на планетарной мельнице Pulverisette 7 с объёмом керамического барабана 500 мл и размером мелющих шаров $d \approx 10$ мм, $m \approx 5$ г. Объём барабана заполнялся инертным газом Ar. Длительность размола составляла 30 мин (образец № 4) и 1 час (образец №5). Увеличение длительности размола обеспечило снижение среднего размера зерна полученных порошков до величины порядка сотен нанометров. Полученный порошок помещался в графитовую пресс-форму и подвергался электроимпульсному плазменному спеканию при разных температурах (см. таб. 1).

Таблица 1. Параметры механоактивации и спекания

№	Условия размола	Условия спекания	Размер зерна
1	вибромельница	1020° С	150-600 мкм
2	вибромельница	930° С + доп.сп. 1200° С с расплавлением	100-600 мкм
3	вибромельница	930° С+ доп.сп. 1200° С с расплавлением и отжиг 10 мин	200-300 мкм
4	шаровая мельница, время размола 30 мин	930° С	20-250 мкм
5	шаровая мельница, время размола 1 час	970° С	0,3-10 мкм

Использовано два режима спекания. Образцы 1, 4 и 5 спекались в один этап при одной температуре. Образцы 2 и 3 спекались в два этапа: на первом этапе при $T = 930$ °С.

На втором этапе образцы помещались в новую (большого размера) форму и дополнительно спекались при более высокой температуре $T = 1200$ °С с расплавлением. Образец 3 кроме того выдерживался при отжиге в течение 10 мин.

Спеченные объемные образцы были разрезаны на пластины, поверхность которых подвергалась шлифовке и полировке. Для измерения термоэлектрических характеристик на поверхность образцов наносились омические контакты.

Методом рентгеновского микроанализа определен состав $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ (обр. 1), что соответствует рассчитанному и приготовленному весовому соотношению Si и Ge материала. Поверхности образцов были зафиксированы с помощью микроскопа Leika (рис. 1).

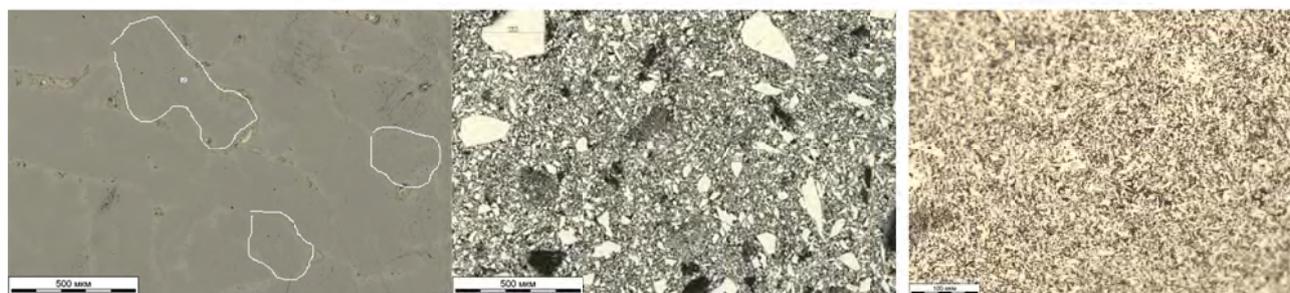


Рис. 1. Фотографии поверхности образцов. а- образец 3, б - образец 4, в - образец 5

На рис. 1а обведены белым примерные границы некоторых зерен. Их размеры составляют 200 - 500 мкм. Поверхность образца 4 имеет заметно более мелкие размеры зерен: 20-100 мкм. Но встречаются неравномерные включения больших размеров ≈ 300 мкм и большие поры до 100 мкм. Поверхность образца 5 имеет более однородную структуру, размер зерна составляет 0,1-15 мкм и меньше.

Измерение термоэлектрических характеристик

Были исследованы температурные зависимости удельного сопротивления, теплопроводности и термоэдс. По полученным измерительным данным рассчитывались коэффициент Зеебека (рис. 2).

По измерениям эффекта Холла у полученных образцов Si-Ge n -тип проводимости и низкое для полупроводников удельное сопротивление ($\sim 0,01$ Ом·см для обр. 1,2,3). Знак термоэдс также соответствует проводимости n -типа. Измеренные величины термоэдс с ростом температуры проходят через максимум и принимают наибольшие значения при $T = 100-150$ °С. Наилучшее значение термоэдс для образца 5 $\sim 10,8$ мВ, $\alpha \approx 0,5$ мВ/К, а наибольшее $ZT \approx 0,02$ при $T = 350$ °С (для обр. 2). Полученные особенности термоэлектрических свойств связываются с параметрами поликристаллической структуры (размерами зерен, степенью перемешивания).

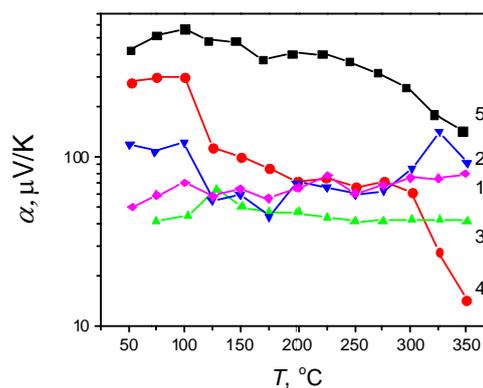


Рис. 2. Зависимость коэффициента Зеебека от температуры T (номер линии соответствует номеру образца)

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ 17-79-20173).

Литература

1. Thermoelectric hand book macro to nano / Ed. D.M. Rowe. CRC Press, Boca Raton (2006).
2. L.Hicks, M. Dresselhaus // Phys. Rev. B 47, 16 631 (1993).

Влияние размерного эффекта на оптические свойства нанокристаллов германия в широкозонных диэлектриках

А.В. Ершов¹, Д.А. Грачев^{1*}, Л.В. Красильникова², А.Н. Яблонский², Б.А. Андреев²

¹ Университет Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*grachov@phys.uun.ru

Методом физического осаждения были получены и исследованы композиционные структуры с нанокристаллами Ge в слоях широкозонного диэлектрика (SiO_2 , HfO_2 , Al_2O_3). Показано управление положением максимумов полос фотolumинесценции в интервале 1.4-2.2 эВ путем вариации размеров нанокристаллов Ge в диапазоне 3-15 нм. Установлено наличие как минимум двух полос люминесценции, коррелирующих с размером наночастиц.

Введение

Последние несколько лет наблюдается рост интереса к изучению нанокристаллов германия (НК Ge) в диэлектрических слоях — перспективных композитных материалов для светоизлучающих полупроводниковых компонентов. В данной работе предпринята попытка получения широкозонных диэлектрических структур с НК Ge и анализа влияния размерного эффекта на их оптические свойства.

Методика эксперимента

Структуры [1,2], схематически представленные на рис. 1, были осаждены на кремниевые подложки поочередным испарением соответствующих пленкообразующих материалов в вакууме: слои GeO_x чередовались со слоями широкозонного диэлектрика (SiO_2 , Al_2O_3 или HfO_2). Толщина последнего для всех образцов, была фиксированной и составляла ~ 8 нм, в то время как толщина слоев GeO_x , в зависимости от серии образцов варьировалась в диапазоне 2-20 нм, что позволило управлять размером синтезируемых при последующем отжиге нанокристаллов. Продолжительность отжига – полчаса при температуре 500-600 °С в атмосфере азота.

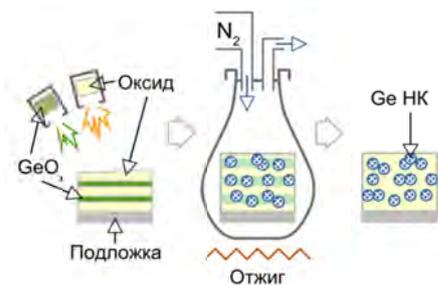


Рис. 1. Схема получения образцов

Структурные исследования были выполнены методами ИК поглощения. Исследования ФЛ проводились при возбуждении структур как непрерывным лазером Nd:YAG (532 нм), так и импульсным излучением параметрического генератора света в диапазоне 430-800 нм. Запись спектров ФЛ осуществлялась с помощью решеточного монохроматора и многоканального приемника Acton OMA-V (0.8-2.2 мкм) или ФЭУ Hamamatsu H10330A (0.9-1.7 мкм). Измерения проводились при температуре 300 К.

Результаты и обсуждение

Типичные спектры тестовых образцов, представляющих собой микронные пленки GeO_x , как было установлено, имеют характерный пик в области 1.53 эВ [3]. Введение ограничивающих изменение размеров НК Ge широкозонных диэлектрических барьеров позволило управлять положением максимума спектра ФЛ, что видно на рис. 2. Спектры ФЛ представлены сгруппированными на двух графиках в зависимости от толщины исходного слоя GeO_x , где видно, что характерные свойства спектров в двух группах обладают подобием по энергии и интенсивности.

Так, для образцов с толщиной GeO_x -слоя менее 6 нм наблюдается значительный скачок, как по интенсивности, так и по энергии излучения в большую сторону. Более наглядным образом эффект резкого изменения характеристик излучения при вариации толщины слоя GeO_x демонстрируется на рисунке 3, где вместо толщины слоя указан характерный соответствующий размер НК Ge [1] по данным просвечивающей электронной микроскопии и комбинационного рассеяния света.

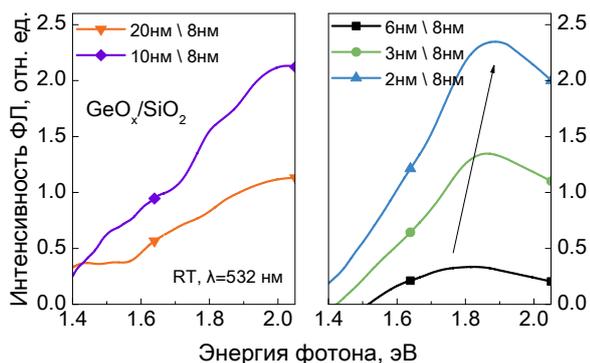


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции отожженных при 600 °С многослойных наноструктур $\text{GeO}_x/\text{SiO}_2$ с разной толщиной субоксида германия

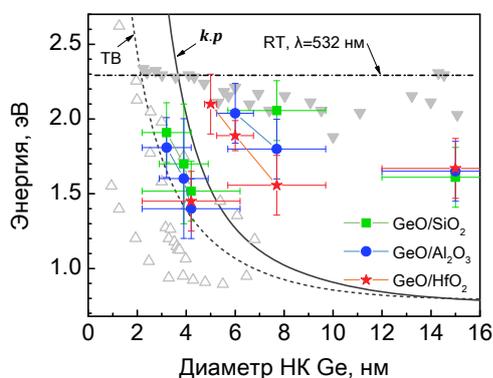


Рис. 3. Зависимость энергии люминесценции от размера НК Ge в структурах (★) GeO/HfO_2 , (●) $\text{GeO}/\text{Al}_2\text{O}_3$, (■) GeO/SiO_2 , отожженных при 500 °С; данные публикаций (▼)[4–7], (△)[8–15]; кривые [16]; штрих-пунктир – энергия накачки

Сравнение полученных результатов с литературными дает хорошее согласие, а также подтверждает экспериментальное наблюдение двух полос фотолуминесценции для структур с НК Ge в диэлектрических матрицах, представленных на рис. 3 и обозначенных символами (▼) и (△), соответственно. Результат можно интерпретировать как существование нескольких механизмов протекания излучательных переходов: быстрых и высокоэнергетических, идущих, предположительно, через дефектные состояния (▼), и медленных, низкоэнергетических, появление которых является прямым следствием квантовых ограничений для носителей в НК Ge (△).

Особенностью быстрых переходов является их относительно слабая корреляция с размером нанокристаллов германия, осложняющая процесс детектирования полос в ансамблях с значимой дисперси-

ей размеров наночастиц: наблюдение низкоэнергетических переходов возможно при использовании энергии накачки, не способной возбуждать быстрые переходы в больших нанокристаллах Ge, но достаточной для возбуждения «межзонных».

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ, проекты 15-02-05086 и 18-52-54002.

Литература

1. D.A. Grachev, A.V. Ershov, A.V. Belolipetsky et al. // *Phys. Status Solidi V. A* 213, 2867 (2016).
2. D.A. Grachev, S.A. Garakhin, A.V. Belolipetsky et al. // *J. Phys. Conf. Ser. V.* 741, 12129 (2016).
3. M. Ardyanian, H. Rinnert, M. Vergnat // *J. Lumin. V.* 129, 729 (2009).
4. S. Das, R. Aluguri, S. Manna et al. // *Nanoscale Res. Lett. V.* 7, 143 (2012).
5. Y. Maeda // *Phys. Rev. B V.* 51, 1658 (1995).
6. D.C. Paine, C. Caragianis, T.Y. Kim et al. // *Appl. Phys. Lett. V.* 62, 2842 (1993).
7. M. Buljan, U.V. Desnica, G. Dražić et al. // *Nanotechnology V.* 20, 85612 (2009).
8. S. Hayashi, S. Tanimoto, M. Fujii et al. // *Superlattices Microstruct. V.* 8, 13 (1990).
9. D.C. Lee, J. M. Pietryga, I. Robel et al. // *J. Am. Chem. Soc. V.* 131, 3436 (2009).
10. Е.Б. Горохов, В.А. Володин, Д.В. Марин и др. // *Физика и техника полупроводников V.* 39, 1210 (2005).
11. S. Cosentino, E.G. Barbagiovanni, I. Crupi et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells V.* 135, 22 (2015).
12. S. Parola, E. Quesnel, V. Muffato et al. // *J. Appl. Phys. V.* 113, 53512 (2013).
13. B. Zhang, S. Shrestha, P. Aliberti et al. // *Thin Solid Films V.* 518, 5483 (2010).
14. S. Okamoto and Y. Kanemitsu // *Phys. Rev. B V.* 54, 16421 (1996).
15. S. Takeoka, M. Fujii, S. Hayashi et al. // *Phys. Rev. B V.* 58, 7921 (1998).
16. Y.M. Niquet, G. Allan, C. Delerue et al. // *Appl. Phys. Lett. V.* 77, 1182 (2000).

Влияние одноосной деформации на релаксационные времена донорных центров в кремнии и германии

Р.Х. Жукавин^{1,*}, К.А. Ковалевский¹, В.В. Цыпленков¹, С.М. Сергеев¹, В.Н. Шастин¹, Ю.Ю. Чопорова^{2,3}, В.В. Герасимов^{2,3}, Б.Н. Князев^{2,3}, О.А. Шевченко², Г.Н. Кулипанов², Н.В. Абросимов⁴, С.Г. Павлов⁵, N. Deßmann^{6,§}, J.M. Klopff⁷, В.Б. Шуман⁸, А.Н. Лодыгин⁸, Л.М. Порцель⁸, Ю.А. Астров⁸, Н.-W. Hübers^{5,6}

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

² Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090

³ Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск, 630090

⁴ Leibniz Institute of Crystal Growth, Maù-Born Str. 2, 12489 Berlin, Germany,

⁵ DLR Institute of Optical Sensor Systems, Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin, Germany,

⁶ Humboldt-Universität zu Berlin, Neutonstr. 15, 12489 Berlin Germany, 12489

⁷ Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstr. 300, 01314 Dresden, Germany

⁸ Физико-технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021

*zhur@ipmras.ru

§ Настоящее место работы: NEST, Istituto Nanoscienze-CNR, 56127 Pisa, Italy,

Представлены результаты измерения времен низкотемпературной внутрицентральной релаксации донорных электронов в одноосно деформированном в кремнии и германии методом одночастотного "pump-probe" (накачка-зондирование). В качестве источника излучения использовались ЛСЭ NovoFEL и FELBE. Показано, что при одноосной деформации для определенных локализованных состояний времена релаксации увеличиваются по сравнению с недеформированным случаем, что может быть объяснено подавлением междолинных переходов с излучением акустических и оптических фононов.

Введение

Несмотря на долгую историю как теоретических, так и экспериментальных исследований мелких примесей в кремнии и германии [1], в последнее время вновь возник интерес к их свойствам, в частности, к исследованию релаксации возбужденных состояний, что связано с появлением новых задач, а также новых экспериментальных возможностей – прямого измерения ультрабыстрой и в то же время спектрально разрешенной динамики неравновесных носителей заряда [2]. Первые экспериментальные результаты по временам релаксации доноров и акцепторов в недеформированных кремнии и германии были проведены с использованием различных методик, таких как неравновесная спектроскопия, спектроскопия насыщения и другие [3-7].

Методика эксперимента

Монокристаллический германий был выращен методом Чохральского с концентрацией сурьмы по-

рядка 10^{15} см^{-3} . Образец для измерений при деформации имел размеры $1.5 \times 5 \times 7 \text{ мм}^3$, причем нормаль к грани $1.5 \text{ мм} \times 5 \text{ мм}^2$ совпадала с направлением [111] кристалла. Образцы кремния, легированные фосфором, мышьяком, висмутом были вырезаны вдоль направления [001] из слитков, выращенных методом пьедестала (висмут) и зонной плавки (мышьяк, фосфор), в то время как магний вводился методом диффузии. Концентрация примеси в образцах кремния была порядка $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для фосфора, мышьяка и висмута и 10^{15} см^{-3} для магния. Грани образцов были полированы. Торцы $5 \times 7 \text{ мм}^2$ были параллельны, угол между плоскостями составлял около одного градуса. Давление к образцу прикладывалось с помощью специального модуля, изготовленного по аналогии с описанным в работе [8]. Образцы помещали в проточный гелиевый криостат с окнами, соответствующими диапазону (алмаз, TRX). В качестве источников возбуждения использовались лазеры на свободных электронах ИЯФ СО РАН NovoFEL (Новосибирск) и

FELBE (HZDR, Дрезден, Германия). Входное излучение делилось с делителя пучка на пучки накачки (pump) и зондирования (probe). Далее зондирующий луч попадал в автоматизированную линию задержки. Пучки фокусировали на поверхности образца, угол между пучками составлял около 15 градусов. Чтобы излучение накачки не влияло на сигнал приемника в канале зондирования, направления поляризаций пучков составляли угол 90 градусов, а в канале зондирования перед приемником стоял дополнительный поляризатор, ориентированный таким образом, чтобы прохождение излучения накачки было минимальным. Излучение накачки модулировалось с помощью оптического прерывателя и сигнал с приемника зондирующего импульса подавался на синхронный усилитель.

Результаты и обсуждение

Рис. 1 и 2 представляют примеры сигналов «pump-probe» для кремния, легированного мышьяком, без давления и при давлении 3 кбар вдоль направления [001] и германия, легированного сурьмой без давления и при давлении ≥ 300 бар.

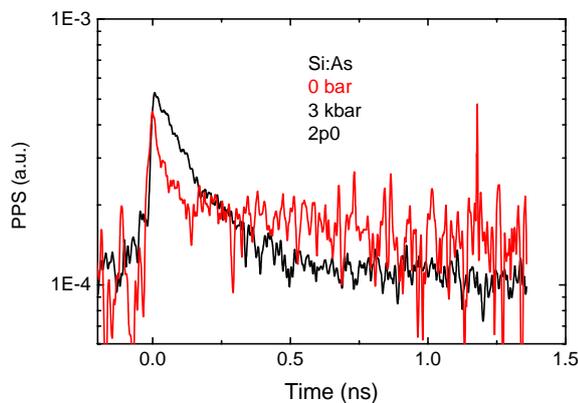


Рис. 1. Сигнал «pump-probe» при возбуждении состояния $2p_0$ в Si:As при отсутствии давления и для давления 3 кбар вдоль направления [001]

Анализ данных для кремния, легированного мышьяком, фосфором, висмутом при различных уровнях одноосного давления вдоль кристаллографического направления [001] позволяет констатировать, что для уровней, релаксация которых определяется излучением междолинных фононов f-типа, приложение давления приводит к выходу из резонансов с фононами f-ТО и f-ТА. В случае нейтрального магния при давлении вдоль [001] и возбуждении верхних и нижних компонент $2p_0$ и $2p_{\pm}$ время отклика (20-30 пс) не претерпело изменений при давлении

порядка 0.4 кбар. Для Ge:Sb наблюдалось увеличение времени жизни уровня $2p_{\pm}$ при давлении вдоль [111]. Сделано предположение о влиянии междолинных фононов на время жизни локализованных состояний в n-Ge.

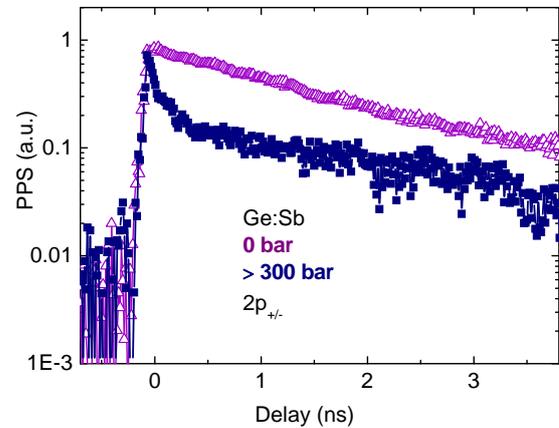


Рис. 2. Сигнал «pump-probe» при возбуждении состояния $2p_{\pm}$ в Ge:Sb при отсутствии давления и для давления ≥ 300 бар вдоль направления [111]

Работа проведена в рамках проекта InTerFEL (BMBF #05K2014, шифр соглашения с Минобрнауки RFMEFI61614X0008), и билатерального проекта РФФИ 18-502-12077-ННИО, DFG #HU 848/11-1.

Литература

1. A.K. Ramdas, S. Rodriguez // Rep. Prog. Phys., V. 44, 1297 (1981).
2. N. Deßmann, S.G. Pavlov, A. Pohl, N.V. Abrosimov, S. Winnerl, M. Mittendorff, R.Kh. Zhukavin, V.V. Tsyplenkov, D.V. Shengurov, V.N. Shastin, H.-W. Hübers // Appl. Phys. Lett. V. 106, 171109 (2015).
3. Б.М. Гершензон, Г.Н. Гольцман, Н. Г. Птицина // Письма в ЖЭТФ, Т. 25, 574 (1977).
4. Ya.E. Pokrovskij, O.I. Smirnova, N.A. Khvalkovskii // Solid State Communications, V. 93, 405 (1995).
5. A. Dargys, S. Zurauskas, N. Zurauskiene // Liet. Fiz. Zurn., V. 34, 478 (1994).
6. K.K. Geerinck, J.E. Dijkstra, J.N. Hovenier, T.O. Klaassen, W.Th. Wenckebach, A.F.G. van der Meer, P.W. van Amersfoort // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, V. 341, 162 (1994).
7. F.A. Hegmann, J.B. Williams, B. Cole, M.S. Sherwin, J.W. Beeman, E.E. Haller // Appl. Phys. Lett. V. 76, 262 (2000).
8. J.-Q. Wang, P.L. Richards, J.W. Beeman, E.E. Häller // Appl. Opt. V. 26, 4767 (1987).

Полупроводниковые микро- и макролазеры на основе высокодобротных резонаторов с квантоворазмерной активной областью

А.Е. Жуков^{1*}, Н.Ю. Гордеев^{2,1}, Н.В. Крыжановская¹, Ю.М. Шерняков^{2,1}, А.С. Паюсов^{2,1}, М.М. Кулагина², С.А. Минтаиров^{2,1}, Н.А. Калюжный^{2,1}, М.В. Максимов^{1,2}, Э.И. Моисеев¹

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8(3), Санкт-Петербург, 194021.

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*zhukale@gmail.com

Представлены результаты в области торцевых лазеров с квантовыми ямами, в которых используется специальная конструкция волновода, позволяющая подавить генерацию возбужденных мод. При этом достигаются низкие внутренние потери (0.4 см^{-1}) в сочетании с малой (около 0.9 мкм) глубиной залегания активной области и низким тепловым сопротивлением. Также приведены результаты исследований микролазеров с квантовыми точками, где достигнута генерация при повышенных температурах в инжекционных структурах, синтезированных как на GaAs, так и на Si.

Введение

Наличие свободных носителей является основным источником внутренних оптических потерь в лазере, поэтому перекрытие оптической моды и высоколегированных эмиттерных слоёв должно быть минимизировано. Перекрытие фундаментальной моды с обкладками волновода практически отсутствует в широких волноводах, поддерживающих несколько поперечных оптических мод. Кроме того, широкий волновод позволяет получить лазерный пучок высокого качества и малой расходимости. Помимо этого, в более широком волноводе уменьшена плотность оптической мощности на лазерных зеркалах, что увеличивает их деградационную стойкость. Эти преимущества особенно актуальны для полупроводниковых лазеров повышенной мощности. Однако использование широких волноводов должно сочетаться с применением специальных мер, подавляющих генерацию на возбужденных оптических модах. Еще одной проблемой является то, что увеличение толщины волноводного слоя, как правило, ведет к увеличению глубины залегания активной области по отношению к термостабилизированной поверхности, вызывая рост теплового сопротивления.

Таким образом, актуальной является задача разработки конструкции лазерного диода, которая сочетала бы преимущества расширенного волновода, позволила бы разместить активную область максимально близко к теплоотводу и обладала низкими внутренними оптическими потерями.

Для будущей интеграции лазерных излучателей и кремниевой логики в едином фотонном устройстве было бы желательно разработать миниатюрные лазерные излучатели на кремниевых подложках. Однако, продемонстрированные на сегодня методы гибридной интеграции микролазеров на основе материалов AlB5 и кремния отличаются сложностью реализации. Перспективным является использование в качестве активной области микролазеров массивов квантовых точек, поскольку подавление транспорта носителей заряда делает такой микролазер слабо чувствительным по отношению к безызлучательной рекомбинации на боковых стенках, а также на дефектах, прорастающих из буферного слоя. В микролазерах, обладающих осевой симметрией резонатора, наибольшей добротностью обладают моды шепчущей галереи (МШГ). Благодаря полному внутреннему отражению света от внешних границ резонатора, их размеры могут быть снижены до микронных без существенного роста оптических потерь.

1. Торцевые лазеры с уменьшенной глубиной залегания активной области и низкими внутренними оптическими потерями

Нами была разработана конструкция лазера с оптически связанными волноводами (рис. 1), обладающего близкими к нулю (менее 0.5 см^{-1}) внутренними потерями и характеризующегося расположением активной области вблизи поверхности лазера (на глубине около 0.9 мкм), что позволяет осуществить

дальнейшую оптимизацию приборных характеристик. За основу была взята предложенная нами ранее конструкция лазерного диода со связанными волноводами (CLOC, coupled large optical cavity) [1]. Разработанная лазерная гетероструктура обладает следующими особенностями конструкции, обуславливающими специфику ее характеристик:

- малое проникновение фундаментальной оптической моды в легированные области за счет использования расширенного многомодового активного волновода толщиной около 1.35 мкм, сильно локализуя фундаментальную моду. Как результат, для лазерной моды удастся существенно снизить поглощение на свободных носителях и уменьшить толщину верхнего эмиттерного слоя (до 0.35 мкм);

- подавление генерации на 1-й возбужденной моде за счет оптической связи активного волновода с пассивным сильнолегированным волноводом, приводящей к снижению фактора оптического ограничения и росту поглощения на свободных носителях заряда для этой моды;

- подавление генерации на 2-й возбужденной моде за счет сдвига активной области в минимум интенсивности этой моды относительно (на 380 нм от центра волновода);

- близкое (0.92 мкм) расположение активной области к поверхности эпитаксиальной структуры за счет сдвига активной области к верхнему эмиттеру и уменьшения толщины верхнего эмиттера и контактного слоя;

- уменьшение интеграла перекрытия фундаментальной оптической моды и области волновода, примыкающей к р-эмиттеру, что ведет к существенному уменьшению оптических потерь на свободных дырках непосредственно в волноводном слое.

Лазерная структура была синтезирована методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Активная область содержала две квантовые ямы InGaAs/GaAs. Лазеры полосковой конструкции имели ширину 100 мкм. Травление осуществлялось сквозь р+-GaAs контактный слой. Был использован неплавкий омический р-контакт AgMn/NiAu, что позволило в эпитаксиальной структуре уменьшить толщину контактного слоя р+-GaAs до 0.15 мкм. Лазерные диоды были napayаны р-контактом на медный теплоотвод. Удельное электрическое сопротивление определено равным

$9 \times 10^{-5} \text{ Ом} \times \text{см}^2$. Угловое распределение, измеренное вплоть до 12 порогов генерации, близко к функции Гаусса, имеет один лепесток с полной шириной на половине высоты 33 градуса. Максимум интенсивности находится на оси резонатора.

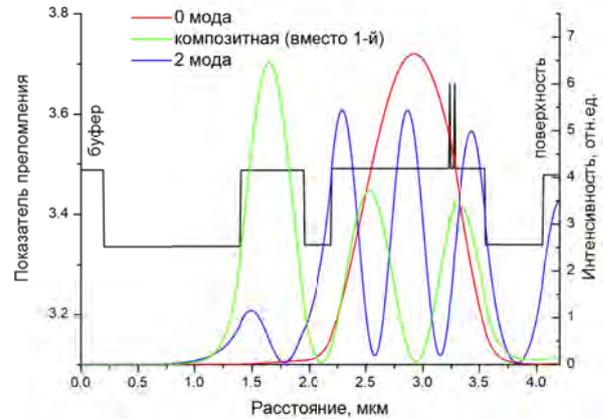


Рис. 1. Профиль показателя преломления полупроводникового лазера с уменьшенной глубиной залегания активной области, а также профили интенсивности волноводных мод

Наибольшее значение внешней дифференциальной квантовой эффективности η_D составляет 84% и достигается в лазерных резонаторах длиной 1...2 мм. При увеличении длины резонатора до 4 мм η_D незначительно уменьшается до 79%. Анализ зависимости η_D от длины лазерного резонатора позволил определить внутренние потери α_{in} равными 0.4 см^{-1} . Достигнутое значение α_{in} соответствует лучшим сообщенным значениям для лазеров с квантовыми ямами в активной области.

Измеренное тепловое сопротивление лазера составило $6.6 \text{ (К/Вт)} \times \text{мм}$, что почти в два раза меньше теплового сопротивления ($12 \text{ (К/Вт)} \times \text{мм}$) лазеров с расширенным асимметричным волноводом, обладающих сходными внутренними оптическими потерями [2].

Рис. 2 обобщает экспериментальные данные по глубине залегания активной области и внутренним потерям в лазерных диодах с расширенным волноводом различной конструкции с одиночной (SQW) или двойной (DQW) квантовой ямой. Как видно, предложенная конструкция полупроводникового лазера обеспечивает сравнимые или меньшие внутренние потери при заметно меньшей глубине залегания активной области по сравнению с известными конструкциями мощных лазеров с расширенным волноводом.

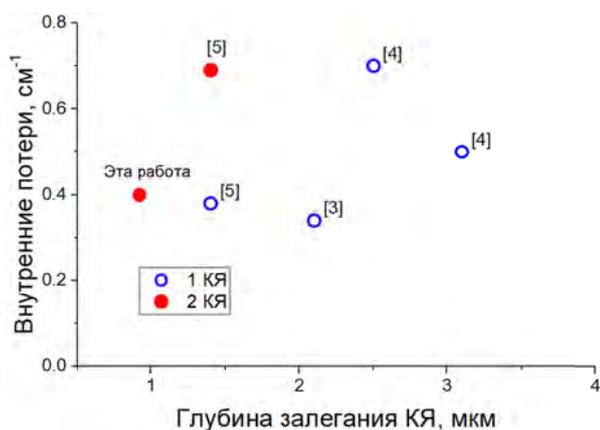


Рис. 2. Экспериментальные данные по глубине залегания активной области и внутренним потерям в лучших лазерных диодах с расширенным волноводом различной конструкции с одиночной (1 КЯ) или двойной (2 КЯ) квантовой ямой

2. Микролазеры с квантовыми точками и ямами на кремнии на основе резонаторов с модами шепчущей галереи

В качестве активной области микролазеров были использованы квантовые точки InAs/InGaAs с длиной волны излучения вблизи 1.3 мкм, обеспечивающие глубокую локализацию носителей заряда в активной области. Эпитаксиальные структуры были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии в Университетском колледже Лондона на подложках Si(100), разориентированных на 4° в направлении [011], с применением слоев InGaAs/GaAs, снижающих плотность прорастающих дислокаций [6]. Также нами были исследованы микролазеры с активной областью в виде квантовых ям InGaAs/GaAs. Эти эпитаксиальные структуры были синтезированы на подложках Si(100) с промежуточным Ge буфером в Институте физики микроструктур РАН, Нижний Новгород. Микродисковые лазеры были изготовлены глубоким травлением без использования пассивации. Ранее эта технология была использована нами для создания микродисковых лазеров с КТ на подложках GaAs, показавших рекордно-высокую температуру генерации 100°C [7].

Пороговый ток микродисковых лазеров с квантовыми точками, измеренный при комнатной температуре в режиме непрерывной накачки без принудительного охлаждения, лежит в диапазоне 2.4...5 мА (рис. 3). Наименьшая пороговая плотность тока составила 600 А/см², что не уступает

лучшим сообщенным значениям для микролазеров с КТ на подложках GaAs. При этом в лазере полосковой конструкции, изготовленном из той же эпитаксиальной пластины, пороговая плотность тока составила 430 А/см², т.е. рост порога при переходе к микродисковой геометрии составил всего 1.4 раза.

В то же время, в микродисковых лазерах с активной областью на основе квантовых ям InGaAs/GaAs наблюдается более сильное (приблизительно в 5 раз) увеличение пороговой плотности тока при переходе от макро- к микрорезонатору. Само значение пороговой плотности тока в лазерах полосковой конструкции составило 5.5 кА/см² [8]. Мы полагаем, что это является проявлением способности квантовых точек подавлять миграцию носителей заряда к центрам безызлучательной рекомбинации по сравнению с аналогичными структурами с двумерной активной областью.

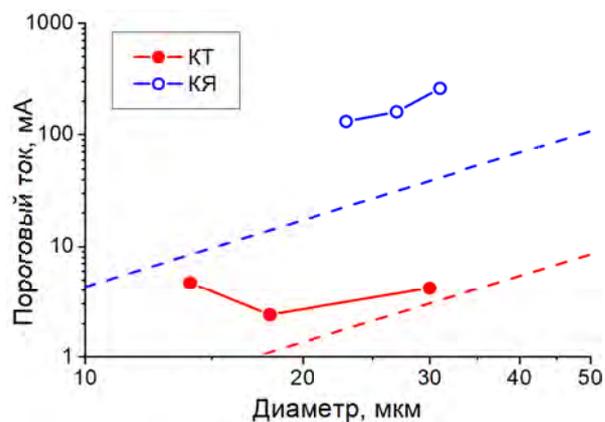


Рис. 3. Пороговый ток микродисковых лазеров на кремниевых подложках с активной областью на основе квантовых точек InAs/InGaAs (КТ, непрерывный режим) и квантовых ям InGaAs/GaAs (КЯ, импульсная накачка). Штриховые линии – пороговая плотность тока соответствующих лазеров полосковой конструкции

Особенностью исследуемых микродисковых лазеров является квазиодночастотный характер спектров лазерной генерации, в которых доминирующая мода шепчущей галереи, как правило, более чем на 2 порядка превосходит по интенсивности другие моды (рис. 4). При этом спектральная ширина лазерной линии падает до 30 пм (ограничено спектральным разрешением). Такой характер генерации проявляется в исследованных микродисковых лазерах на кремнии независимо от типа активной области. В отличие от этого, для микрокольцевых лазеров с квантовыми точками, синтезированных на

подложках Si, сообщалось о многомодовом характере спектров генерации, перекрывающих диапазон длин волн шириной около 10 нм [9].

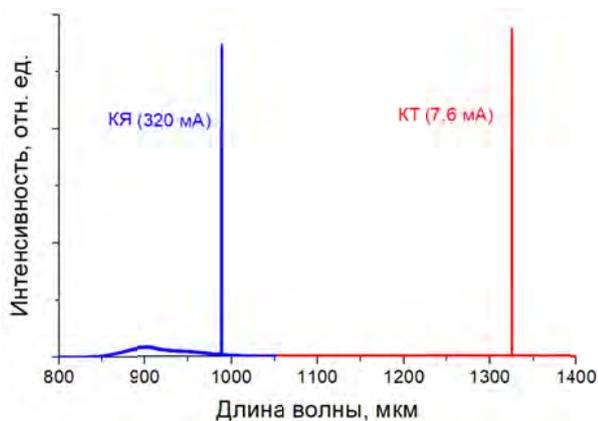


Рис. 4. Спектры лазерной генерации микродисковых лазеров на кремниевых подложках с активной областью на основе квантовых точек (КТ, непрерывный режим) и квантовых ям (КЯ, импульсная накачка). В скобках указан ток накачки

В микродисковых лазерах диаметром около 30 мкм с квантовыми точками лазерная генерация была достигнута вплоть до 60°C в непрерывном режиме и до 110°C при импульсной накачке. Ранее для микролазеров на кремнии сравнимого диаметра сообщалось лишь о генерации при комнатной температуре [9]. Мы полагаем, что это обусловлено более хорошим отводом тепла в случае микролазеров дисковой геометрии благодаря большей, чем у кольца площади теплового контакта с подложкой.

Заключение

Нами была разработана и подтверждена расчетами модовой структуры конструкция мощного полупроводникового лазера, дающая возможность радикально снизить глубину залегания активной области по отношению к поверхности лазера (менее 1 мкм) при одновременном достижении лазерной генерации на фундаментальной пространственной моде с уменьшенной угловой расходимостью и низкими внутренними потерями (0.4 см^{-1}). Сочетание этих параметров позволяет улучшить отвод тепла от активной области лазера за счет уменьшения толщины полупроводникового материала, расположенного между активной областью и теплоотводом, а также возможности использования длинных лазерных диодов без заметного ухудшения их внешней дифференциальной эффективности. Предложенная конструкция основана на использовании

волновода лазера, состоящего из двух оптически связанных резонаторов, в сочетании с асимметричным расположением активной области вблизи верхнего эмиттера малой толщины и тонкого контактного слоя.

Микродисковые лазеры на кремниевых подложках на основе гетероструктур (In)AlGaAs/GaAs позволяют реализовать режим лазерной генерации при комнатной температуре. Лазеры на основе квантовых точек, по сравнению с двумерными квантовыми ямами, характеризуется заметно меньшим ростом пороговой плотности тока при уменьшении размера резонатора вследствие меньшей чувствительности активной области к поверхностной безызлучательной рекомбинации. В таких микролазерах пороговый ток составляет несколько мА (комнатная температура, непрерывный режим генерации), а наибольшая температура генерации составляет 60 и 110°C в непрерывном и импульсном режимах, соответственно. Спектры генерации характеризуются большим (более 20 дБ) коэффициентом подавления боковых мод.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект 14-42-00006) – раздел 1, проекта Минобрнауки РФ 3.784.2016/3.5 и гранта РФФИ 16-29-03037 – раздел 2.

Литература

1. N. Yu. Gordeev et al. // Opt. Lett. 40, 2150 (2015).
2. T. Kaul et al. 25th Int. Semicond. Laser Conf. 2016 (ISLC 2016), Kobe, Japan; September 12-15, 2016, Paper WD4.
3. Д.А. Винокуров и др. // ФТП 39(3), 388 (2005).
4. В.В. Безотосный и др. // ФТП 42(3), 357 (2008).
5. M. Winterfeldt et al. // Proc. SPIE V. 9733, p. 97330O (2016).
6. M. Tang et al. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 22, 1900207 (2016).
7. N.V. Kryzhanovskaya et al. // Electron. Lett. 51(17), 1354 (2015).
8. V.Ya. Aleshkin et al. // Appl. Phys. Lett. 109, 061111 (2016).
9. Y. Wan et al. CLEO: Applications and Technology 2017, San Jose, CA, USA, May 14-19, 2017, paper JTh5C.3.

Подстройка частот электронной спиновой прецессии ядерной поляризацией в системе ZnSe:F

Е.А. Жуков¹, Е. Kirstein¹, Н.Е. Коптева^{2, §}, F. Heisterkamp¹, И.А. Югова², В.Л. Корнев³, Д.Р. Яковлев^{1,3}, А. Pawlis⁴, M. Bayer^{1,3}, А. Greilich¹

¹ Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Dortmund, Germany, 44221.

² Санкт-Петербургский государственный университет, Лаборатория Оптики спина, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

³ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

⁴ Peter Grünberg Institute (PGI-9), Forschungszentrum Jülich, Jülich, Germany, 52425.

§ natalkop@yandex.ru

В эксперименте накачка-зондирование обнаружена подстройка частоты электронной спиновой прецессии ядерной спиновой поляризацией в структуре ZnSe с большой концентрацией доноров. В зависимости частоты прецессии электрона от приложенного внешнего магнитного поля наблюдается стабилизация частот, кратных частоте повторения лазерных импульсов при маленькой интенсивности накачки. При большой интенсивности накачки, стабилизация частоты происходит на полуцелых значениях частоты повторения лазерных импульсов. Экспериментальный результат теоретически проанализирован в рамках модели динамической ядерной поляризации [1]. Отстроенные от трионного резонанса носители создают оптическое поле Штарка, которое ответственно за создание ядерной поляризации. Направление поля Штарка определяет условия подстройки электронной частоты к целым или полуцелым значениям частот повторения лазерных импульсов.

В работе исследовалась когерентная спиновая динамика локализованных электронов в структуре ZnSe:F в поперечном магнитном поле (B_x), методом накачка-зондирование.

Эксперимент накачка-зондирование теоретически описан в работе [2]. В случае нерезонансной оптической накачки, циркулярнополяризованный импульс снимает вырождение уровня электрона по спину, тем самым, создаёт эффективное магнитное поле – оптическое поле Штарка вдоль k - вектора света. Оптическое поле Штарка приводит к появлению не нулевых x и y компонент электронной спиновой поляризации. Последовательное рассмотрение действия одного импульса с последующей динамикой в магнитном поле позволяет найти компоненты спиновой поляризации после действия бесконечной последовательности импульсов. Компонента электронной поляризации вдоль внешнего магнитного поля (B_x), появляющаяся из-за нерезонансной накачки:

$$\langle S_x \rangle = \quad (1)$$

$$= (1 - Q^2) T_2 K (1 - e^{-T_R/T_2}) \sin(\omega T_R) / 4CT_R,$$

где Q – характеристика импульса, T_2 – время спиновой релаксации, K и C – см. (30) в работе [2], T_R – время повторения лазерных импульсов, $\omega = \mu g B_x / \hbar$ – ларморовская частота прецессии электрона, \hbar – постоянная Планка, μ – магнетон Бора, g – фактор электрона, B_x – внешнее поперечное магнитное поле.

Сверхтонкое взаимодействие электронов с ядерной подсистемой поляризует ядра. Поле Оверхаузера определяется выражением [1,3]:

$$B_N = A \bar{Q} \chi \langle S_x(\omega + \omega_N) \rangle / \mu g, \quad (2)$$

где $B_N = \hbar \omega_N / \mu g = A I_N / \mu g$, ω_N – частота прецессии электронного спина в поле Оверхаузера, A – константа сверхтонкого взаимодействия, I_N – ядерная поляризация, χ – содержание ядерного изотопа, $\bar{Q} = 4I(I + 1)/3$, I – спин ядра.

На рисунке показана рассчитанная по формулам (1-2) зависимость поля Оверхаузера от внешнего магнитного поля. Из рисунка видно, что в случае положительных оптических отстроек максимальная величина B_N достигается при значениях частот (ω) кратных полуцелым значениям частоты повторения лазерных импульсов. Для отрицательных отстроек

максимальное значение B_N соответствует частотам кратным целым значениям частоты повторения лазерных импульсов.

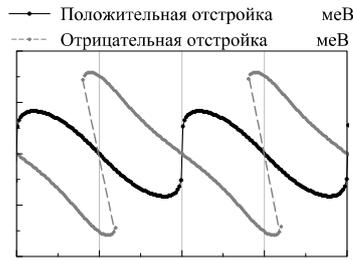


Рис. 1. Зависимость поля Оверхаузера от приложенного внешнего магнитного поля (B_x). $B_0 = \hbar\omega_R/\mu g$

Полученные значения поля Оверхаузера имеют величину достаточную для того, чтобы наблюдать дополнительное расщепление спиновых подуровней электрона, вызванное этим магнитным полем. Наблюдать эффект подстройки частоты электронной спиновой прецессии удалось на эпитаксиальном слое ZnSe с сильной локализацией электронов на примесях фторов эксперименте по измерению керровского вращения. Образец был помещен в гелиевый криостат и охлажден до температуры 1.6 К. Импульс накачки был задержан по времени относительно импульса детектирования с помощью механической линии задержки. Энергия возбуждающего импульса совпадала с энергией детектирующего импульса. Регистрировался сигнал керровского вращения в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля. Каждый сигнал подгонялся функцией вида:

$$S_z(t) = M \cos((\omega + \omega_N)t)e^{-t/T_2}, \quad (3)$$

где M — амплитуда сигнала, t — время задержки.

Зависимость частоты от внешнего магнитного поля представлена на рисунке 2. Точками показан результат подгонки экспериментальных кривых, линиями результат теоретического моделирования. При маленькой интенсивности накачки поле Оверхаузера подстраивает частоту прецессии электронного спина к целым значениям частоты повторения лазерных импульсов, в случае большой интенсивности накачки — к полуцелым значениям ω_R . Теоретический анализ показал, что разная интенсивность накачки в эксперименте соответствует разным оптическим отстройкам из-за сдвига собственного оптического перехода системы. При

этом, в случае положительной отстройки поле Штарка сонаправлено с внешним полем, в результате чего поле Оверхаузера изменяет частоту прецессии электронного спина к целым значениям ω_R . В случае отрицательных отстроек поле Штарка направлено противоположно внешнему полю и частота прецессии электрона подстраивается к полуцелым значениям ω_R .

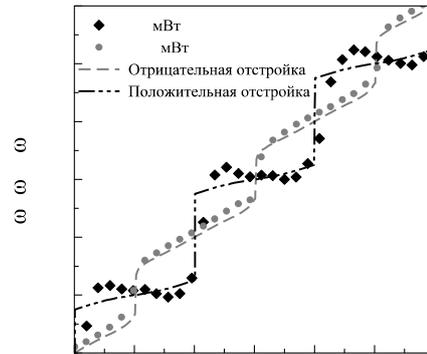


Рис. 2. Зависимость частоты прецессии электрона в суммарном внешнем магнитном поле и поле Оверхаузера от внешнего магнитного поля. Точками указаны экспериментальные данные, линиями теоретические кривые

Таким образом, в нашей работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование эффекта подстройки ядерной поляризации частоты прецессии электронного спина в ZnSe:F. Обнаружено, что магнитное поле, действующее на электронный спин, приобретает дискретизацию, свойствами которой можно управлять, изменяя отстройку накачивающего света относительно собственного оптического перехода в изучаемой системе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-52-12019) и СПбГУ (грант № 11.34.2.2012).

Литература

1. М.И. Дьяконов, В. И. Перель // ЖЭТФ, т. 65, вып. 1(7) (1973).
2. I.A. Yugova, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, A.I.L. Efros // Physical ReviewB, V. 80, 104436 (2009).
V.L. Korenev // Physical ReviewB, V. 83, 235429 (2009).

Низкоэнергетическая электродинамика пленок на основе чистых и легированных одностенных углеродных нанотрубок

Е.С. Жукова^{1*}, Б.П. Горушнов^{1,§}, М.А. Белянчиков¹, А.К. Гребенко^{1,5}, А.В. Бубис⁵, А.С. Прохоров^{1,2}, В.И. Цебро³, А.А. Тонких², Д.В. Рыбковский², Е.И. Каурпинен⁴, А.Г. Насибулин^{4,5}, Е.Д. Образцова²

¹ Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-кт, д. 53, Москва, 119333.

⁴ Department of Applied Physics, Aalto University, School of Science, 15100, FI-00076 Espoo, Finland.

⁵ Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, Москва, 143026.

*zhukova.es@mipt.ru, §bpgorshunov@gmail.com

Были измерены широкодиапазонные спектры динамической проводимости и диэлектрической проницаемости крупномасштабных пленок «чистых» и допированных одностенных углеродных нанотрубок с различной прозрачностью. Показано, что низкочастотная терагерцово-инфракрасная электродинамика пленок хорошо описывается в рамках модели проводимости Друде на делокализованных зарядах.

Введение

В настоящее время интенсивно изучаются механизмы зарядового транспорта тонких пленок на основе углеродных нанотрубок. Тем не менее имеющиеся в литературе соответствующие экспериментальные данные остаются неоднозначными и противоречивыми. В докладе представлены терагерцово-инфракрасные спектры оптической проводимости и диэлектрической проницаемости тонких прозрачных крупномасштабных свободновисящих пленок, состоящих из чистых и CuCl-, AuCl₃ и йод-легированных однослойных углеродных нанотрубок (SWCNT).

Результаты

Нами были проведены измерения терагерцовых-инфракрасных спектров оптической проводимости и диэлектрической проницаемости высококачественных «чистых» и легированных (с CuCl, I, AuCl₃) пленок одностенных УНТ, в широком диапазоне частот от 7 см⁻¹ до 24 000 см⁻¹ и в широком температурном интервале, от 300 К до 5 К. В противоречии с существующими результатами нами не было четко задетектировано наличие так называемого терагерцового пика проводимости [1, 2]. Вместо этого было обнаружено типичное металлическое частотное и температурное поведение проводимости и диэлектрической проницаемости на те-

рагерцовых частотах (Рисунок 1), что объясняется высоким качеством SWCNT, обеспечивающим свободное распространение носителей заряда.

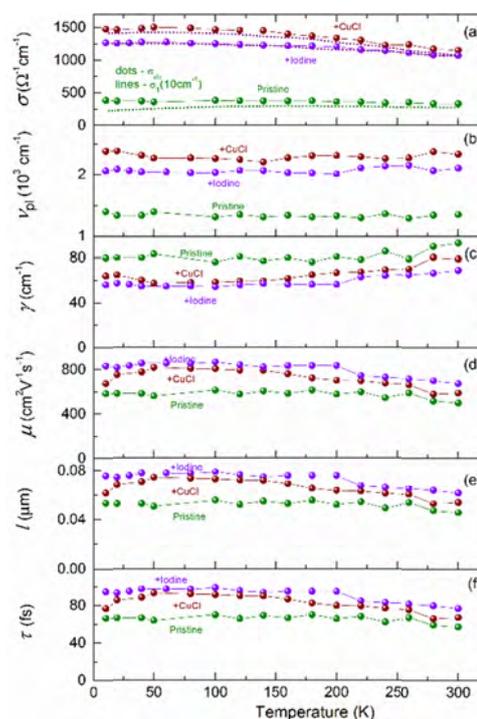


Рис. 1. Температурные зависимости эффективных параметров носителей заряда в пленках УНТ, полученных в «чистых» и легированных CuCl и йодом. (а) — статическая проводимость (точки) и проводимость на частоте 10 см⁻¹ (пунктирные линии); (б) — плазменная частота; (в) — частота рассеяния; (д) — подвижность; (е) — длина свободного пробега; (ф) — время свободного пробега

Применяя модель проводимости Друде, мы определили для чистых и легированных пленок SWCNT температурные зависимости эффективных параметров носителей: плазменной частоты, скорости рассеяния, времени рассеяния, подвижности, свободного пробега. В чистых пленках обнаружены четкие признаки туннельного барьера, определяющего зарядовый транспорт при низких температурах (ниже 100-150 К) в статике и на низких частотах. Полученные результаты демонстрируют большой потенциал углеродных материалов в области электромагнитных приложений на частотах вплоть до нескольких терагерц. Показано, что терагерцово-инфракрасная спектроскопия является эффективным бесконтактным методом, позволяющим изучать микроскопические механизмы зарождения в пленках углеродных нанотрубок.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (Программа «5top100»), проектом РФФИ 18-32-00246 и проектом РНФ 15-12-30041 «Новые наногидриды на основе углеродных нанотрубок для оптоэлектроники» (изготовление пленок допированных одностенных углеродных нанотрубок); часть экспериментов была проведена в центре коллективного использования МФТИ.

Литература

1. E.S. Zhukova, A.K. Grebenko, A.V. Bubis et al. // *Nanotechnology*, V.28, 445204 (2017).
2. B.P. Gorshunov, E.S. Zhukova, Ju.S. Starovatykh et al. // *Carbon*, V. 126, 544 (2018).

Терагерцовая спектроскопия механизмов проводимости PEDOT-PSS

Е.С. Жукова^{1*}, А.С. Прохоров^{1,2}, З.В. Гагкаева¹, Л.Н. Алябьева¹,
R. Menon³, Б.П. Горшун^{1§}

¹ Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

³ Indian Institute of Science, Bangalore 560 012, INDIA.

*zhukova.es@mipt.ru, §bpgorshunov@gmail.com

В докладе представлены результаты исследований механизма проводимости полимера PEDOT-PSS [poly(3,4-ethylenedioxythiophene) polystyrene sulfonate] с применением метода терагерцовой спектроскопии.

Полимеры с металлическим и/или полупроводниковым характером проводимости являются перспективными для различных приложений в том числе в солнечных батареях, органических транзисторах, в качестве электродов для различных устройств оптоэлектроники. Фундаментальные механизмы, определяющие перенос заряда и зарядовые корреляционные эффекты в этих материалах, остаются до конца невыясненными в силу их сложности и наличия многих факторов, включая метод синтеза, наличие конформационных несовершенств и т.д. влияющих на транспортные и зарядовые характеристики соединений. В то же время понимание данных механизмов необходимо для расширения области практического использования широкого класса проводящих полимерных соединений для целей оптоэлектроники. Внутренняя анизотропия делокализованных состояний вместе со случайным распределением дефектов оказывают влияние на диффузный и дрейфовый транспорт носителей тока. Более того, внутренняя низкоразмерность (молекулярные цепочки), особенности, обусловленные узостью зон, и сильное электрон-фононное взаимодействие приводят ещё и к возникновению зарядов поляронного типа. В совокупности, все эти особенности могут изменить характер транспорта на некогерентный, даже при достаточной широкой зоне проводимости. В докладе представлены результаты исследований механизма проводимости полимера PEDOT-PSS [poly(3,4-ethylenedioxythiophene) polystyrene sulfonate] с применением терагерцовой спектроскопии в широком диапазоне температур.

Несмотря на то, что соединение давно и интенсивно исследуется, нами выявлены неизвестные ранее

особенности зарядовой динамики, проявляющиеся в терагерцовых спектрах проводимости и диэлектрической проницаемости. Необходимо упомянуть, что эффекты локализации, и транспортные свойства металлических и полупроводниковых полимерных материалов сильно зависят от их морфологии и от плотности зарядов. Это связано с тем, что высокочастотный отклик данных соединений в большой степени определяется межцепочечными связями и перекрытием молекулярных орбиталей. Так, различные механизмы рассеяния при транспорте вдоль цепочек и между цепочками определяют и различные времена релаксации носителей. В результате проведенного исследования нами обнаружено, что: а) при температурах ниже ≈ 100 К для описания терагерцового спектрального отклика, обусловленного свободными носителями заряда, необходимо привлечение ДВУХ вкладов, представляемых моделью проводимости Друде. Данная особенность в спектрах свидетельствует о наличии двух различных проводящих конденсатов; б) один из вкладов обнаруживает чрезвычайно малую частоту релаксации, ≈ 3 см⁻¹ (≈ 90 ГГц) при температуре 10 К; в) величина низкотемпературной диэлектрической проницаемости на терагерцовых частотах (10-20 см⁻¹) оказывается необычно большой, $\epsilon' \approx 40$, что свидетельствует о наличии более высокочастотных возбуждений пока неизвестной природы; г) в спектрах образцов различной морфологии обнаружены признаки энергетических (псевдо)щелей величины порядка 1 мэВ. В докладе приводится анализ обнаруженных эффектов.

Данная работа проведена при поддержке РФФИ, грант 18-32-0024.

Реинжиниринг диодных структур по результатам измерений их характеристик

И.Ю. Забавичев¹, А.А. Потехин¹, А.С. Пузанов¹, С.В. Оболенский^{1*}, В.А. Козлов^{1,2}

¹ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603600.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* obolensk@rf.unn.ru

Разработана методика восстановления профиля легирования рабочей области полупроводниковых диодов, основанная на физико-топологической модели прибора. Показано, что данный подход позволяет учесть влияние тока утечки при больших обратных смещениях.

Введение

Для расчетной оценки реакции полупроводниковых приборов на радиационное воздействие активно применяются методы физико-топологического моделирования, использующие информацию о структуре исследуемого объекта в качестве входных параметров математической модели, описывающую процессы переноса подвижных носителей заряда [1, 2]. Для широкого применения подобного подхода для расчета характеристик серийных приборов необходима информация о геометрических размерах, уровнях легирования и параметрах технических процессов изготовления изделия, которая обычно не приводится в техническом описании, но их можно оценить из результатов измерений характеристик прибора. Очевидно, что погрешность восстановления конструктивных параметров прибора вместе с погрешностью математической модели определяют точность, с которой будут вычислены электрофизические характеристики. При достаточном совпадении результатов расчетов и измерений модель можно использовать для контроля параметров структуры уже изготовленных образцов.

Увеличение точности математической модели связано с учетом влияния на дифференциальную емкость диодной структуры особенностей токопереноса в полупроводниковых материалах. Ранее [3, 4], при анализе вольт-фарадных характеристик диодов Шоттки ток полагался равным нулю, что препятствовало восстановлению профиля низколегируемых высокоомных структур. В реальности при подаче обратного смещения в приборе наблюдается ток утечки, который возрастает по мере приближения к напряжению пробоя. Поэтому для восстановления профиля легирования вместе с уравнением Пуассона также необходимо решать систему уравнений переноса носителей заряда.

Методика расчета

Блок-схема методики расчета профиля легирования диодов Шоттки представлена на рисунке 1:

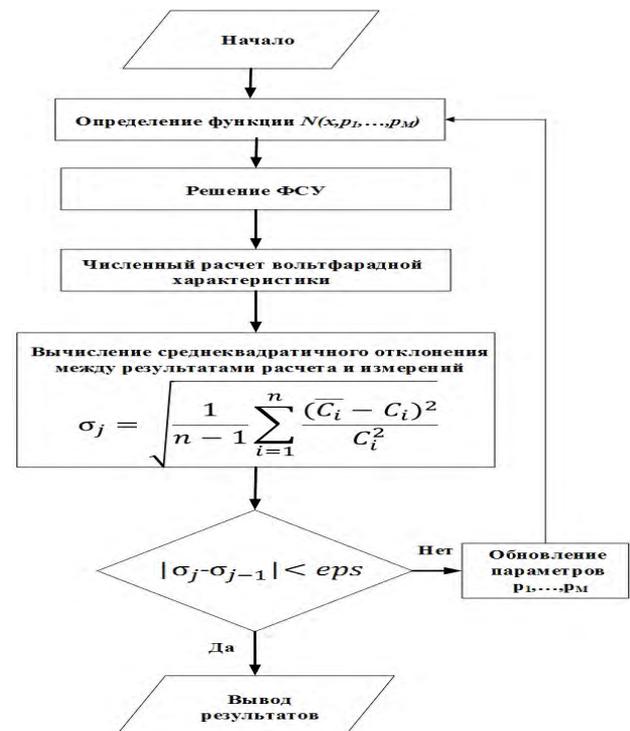


Рис. 1. Блок-схема методики расчета

В качестве исходного параметра выступает профиль легирования донорной примесью $N(x)$ в полупроводниковой пластине. Он определяется с помощью набора параметров p_1, \dots, p_M , который задает разбиение структуры на участки конечной длины с заданным значением уровня легирования или общий вид функции на этом участке. Затем решается система уравнений Пуассона и непрерывности [5], а также уравнение Шредингера для квантово-размерных структур, после чего рассчитывается дифференциальная емкость структуры. Процесс

восстановления профиля легирования рабочей области прибора заключается в решении оптимизационной задачи, где в качестве критерия выступает минимизация среднеквадратичного отклонения между результатами расчета и измерений σ вольт-фарадных характеристик. Изменение набора параметров p_1, \dots, p_M на каждом шаге итерационного процесса определяется выбранным способом решения оптимизационной задачи.

Результаты и обсуждение

Анализ вольт-фарадной характеристики проводился на примере диода Шоттки с уровнем легирования рабочей области донорной примесью $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и площадью контакта $S = 0.5 \text{ мм}^2$. Рассматривались две модельные задачи: расчет по аналитической формуле [6] и с использованием численной модели [5]. Рассчитанные вольт-фарадные характеристики диода приведены на рисунке 2.

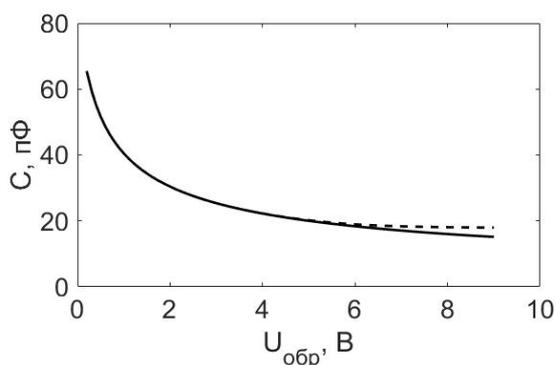


Рис. 2. Зависимости дифференциальной емкости C диода Шоттки от обратного напряжения $U_{\text{обр}}$: пунктирная линия (----) аналитическая оценка; сплошная линия (—) результат численного моделирования

Установлено, что оба способа расчета одинаково описывают поведение емкости диода в области небольших обратных смещений (от 0 до -5 В). Однако при дальнейшем увеличении обратного напряжения за счет протекания тока график емкости диода приобретает дополнительный изгиб. Это связано с тем, что заданная структура диода имеет толщину низколегированной области $\sim 10 \text{ мкм}$, что в свою очередь приводит к тому, что при больших обратных смещениях пространственный заряд целиком зани-

мает всю структуру и не изменяется при увеличении напряжения.

Поэтому изменение емкости в этом диапазоне напряжений (от -5 до -10 В) связано с протеканием обратного тока. Следовательно предложенный метод расчета более точно определяет вольт-фарадную характеристику и позволяет более корректно определять профиль распределения доноров дифференциальными методиками.

Выводы

Таким образом, применение итерационного алгоритма позволяет корректно восстанавливать профиль легирования в переходном n^-n^+ слое. Предложенную методику можно обобщить для расчета характеристик более сложных диодных структур, содержащих гетерограницы и низкоразмерные квантовые объекты.

Работа выполнена при поддержке программ РАН и программы повышения конкурентоспособности ННГУ им. Н. И. Лобачевского среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

Литература

1. Е.А. Тарасова, А.В. Хананова, С.В. Оболенский и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 50, № 3, С. 331 (2016).
2. Е.А. Тарасова, Е.С. Оболенская, А.В. Хананова и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 50, № 12, С. 1599 (2016).
3. П.Н. Брунков Емкостная спектроскопия электронных состояний в гетероструктурах с квантовыми ямами и квантовыми точками: дисс. д-ра ф.-м. наук: 01.04.10 – СПб., 2007. – 315 с.
4. В.И. Зубков Спектроскопия адмитанса полупроводниковых наногетероструктур: дисс. д-ра ф.-м. наук: 01.04.10 – СПб., 2007. – 333 с.
5. В.К. Киселев, С.В. Оболенский, А.С. Пузанов и др. // Журнал радиоэлектроники, №2 (2014).
6. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

Комбинированная структура – оптический тиристор и светодиод с гетеропереходами GaAs/InGaP

Б.Н. Звонков, Н.В. Байдусь, О.В. Вихрова*, А.В. Ершов, А.В. Здоровейцев, В.Е. Котомина, С.М. Некоркин, И.В. Самарцев, А.Б. Чигинева

НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*vikhrova@nifti.unn.ru

Изготовлены и исследованы комбинированные структуры на основе системы материалов GaAs/InGaP, имеющих в своем составе тиристорную и светодиодную части. Достигнуто хорошее качество диэлектрической изоляции светодиода и тиристора, что позволило независимо исследовать их электрические характеристики и продемонстрировать возможность внутреннего оптического управления величиной тока через тиристор.

Введение

Арсенид-галлиевые структуры более перспективны по сравнению с кремнием для создания тиристорных различных конструкций. Основные разработки в данной области выполнены для гетероструктур GaAs/AlGaAs [1,2]. Ранее нами была показана возможность получения тиристорных структур с внешним оптическим управлением на основе монокристаллических пластин полуизолирующего GaAs (*i*-GaAs) и слоев согласованного по параметру решетки с GaAs твердого раствора InGaP [3]. Данная работа посвящена изучению структур, имеющих в своем составе тиристорную и светодиодную части для реализации встроенного оптического управления величиной электрического сигнала в тиристоре с активной областью на основе *i*-GaAs.

Методика эксперимента

Изготовление комбинированных структур, имеющих в своем составе тиристорную и светодиодную области, осуществлялось методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Вначале на подложке *i*-GaAs выращивались катодные слои тиристора: *p*-GaAs:Zn(C) (толщиной ~ 5 мкм), *n*⁺-GaAs:Si (0.2 мкм), *n*-InGaP:Si (0.4-0.5 мкм) и слои светодиода *n*-GaAs:Si и *p*⁺-GaAs:C (по ~ 0.5 мкм). Затем пластина *i*-GaAs с использованием химического травления утонялась до 200 мкм, и на обратной стороне формировались анодные слои структуры: *n*-GaAs:Si и *p*⁺-GaAs:C (~ 1 мкм). Далее, с применением осажденных электронно-лучевым испарением в вакууме слоев диэлектрика (Al₂O₃/SiO₂) и металла, фотолитографии и химического травления, были

изготовлены образцы оптоотиристорных, комбинированных со светодиодом. Образцы имели три контактные области: контакт светодиода, катод и анод тиристора. Схематическое изображение изготовленных приборов представлено на рис.1. Исследовались их вольтамперные характеристики (ВАХ) (в режимах источника тока и источника напряжения) и излучательные свойства (фото- и электролюминесценция (ЭЛ)) при 77 и 300 К.

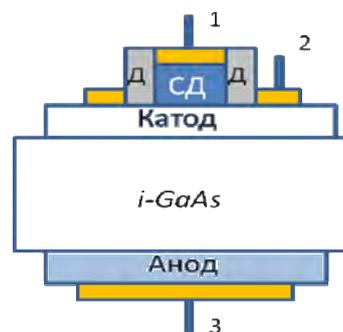


Рис. 1. Схематическое изображение образца оптоотиристора, комбинированного со светодиодом. Д – слои диэлектрика (Al₂O₃/SiO₂), СД – слои светодиода. 1, 2 и 3 – контактные металлические площадки

Результаты и обсуждение

Полученные спектры фотолюминесценции позволяют заключить, что все слои комбинированных структур имеют высокое кристаллическое качество и соответствуют технологическим параметрам. При исследовании электрических и излучательных характеристик изготовленных образцов приборов обнаружены следующие особенности и эффекты.

(1) Ток обратной ветки вольтамперной характеристики арсенид-галлиевого светодиода не превышает

ет 0.5 мкА при напряжении 4-5 В, напряжение отсечки на прямой ветке ВАХ составляет около 0.5 В (рис. 2), и, начиная с величины тока ~ 1 мА, регистрируется электролюминесцентное излучение с длиной волны ~ 870 нм (вставка на рис. 2). Этот результат можно считать подтверждением достижения хорошего качества диэлектрической изоляции между контактными площадками 1 и 2 (рис. 1).

(2) Прямая ветка темновой вольтамперной характеристики тиристора содержит s -образную область с напряжением включения около 4.5 В (рис. 3). При подаче электрического сигнала на светодиод (ток I_{sd} варьировался от 50 до 200 мА) наблюдается уменьшение напряжения включения до 2.3 В и ток через тиристор достигает 50 мА. То есть существует возможность, подавая электрический сигнал на светодиод, реализовать внутреннее оптическое управление величиной тока через тиристор.

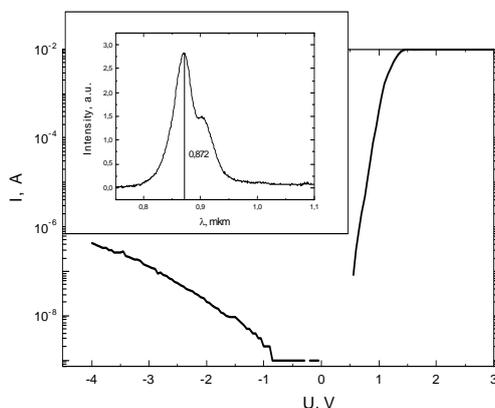


Рис. 2. Вольтамперная характеристика светодиода. На вставке показана электролюминесценция при токе светодиода 100 мА. Измерения сделаны при комнатной температуре

(3) Наблюдается электролюминесценция в катодной части тиристора с длиной волны излучения около 870 нм. По-видимому, поглощение этого излучения в активной области тиристора (i -GaAs) приводит к монотонному возрастанию тока до значений более 200 мА при напряжении между анодом и катодом (U_{AK}) от 5 до 35 В (вставка на рисунке 3). Затем начинается формирование лавины - ток через тиристор возрастает до величины свыше 500 мА, и наступает необратимый пробой вследствие теплового разогрева.

Можно полагать, что этот последний эффект является паразитным, поскольку он препятствует правильному функционированию исследуемого тиристора с внутренним оптическим управлением в им-

пульсном режиме. Установлено, что возникновение электролюминесценции в области катодного p - n перехода, может быть связано с изменением электрических свойств активной области – утоненной пластины i -GaAs в процессе эпитаксии.

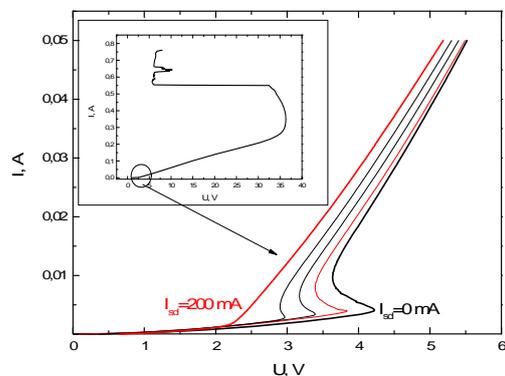


Рис. 3. Прямая ветка ВАХ тиристорной области комбинированной структуры в зависимости от тока светодиода (I_{sd}). На вставке показана прямая ветка ВАХ тиристора в большем диапазоне напряжений и токов при $I_{sd}=0$

Таким образом, изготовлены и исследованы образцы тиристоров с внутренним оптическим управлением. Разработанная технология создания приборов позволила достичь хорошего качества диэлектрической изоляции светодиодной и тиристорной частей образцов. Это позволило независимо исследовать электрические характеристики светодиода и тиристора, и продемонстрировать возможность внутреннего оптического управления величиной тока через тиристор.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания – проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (грант 16-07-01102_a).

Литература

1. Ж.И. Алферов, В.М. Ефанов, Ю.М. Задиранов, А.Ф. Кардо-Сысоев, В.И. Корольков, С.И. Пономарев, А.В. Рожков // Письма в ЖТФ, Т.12, 1281 (1986).
2. Jung H. Hur, Peyman Hadizad, Steven G. Hummel, et.al. // IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, 37, 2520 (1990).
3. Б.Н. Звонков, Н.В. Байдусь, С.М. Некоркин, О.В. Вихрова, А.В. Здоровейшев, А.В. Кудрин, В.Е. Котомина // Физика и техника полупроводников, Т. 51, В. 11, 1443 (2017).

Фотолуминесценция сильнолегированных фосфором эпитаксиальных слоёв Ge на Si (001)

А.В. Здоровейщев^{1,2,*}, В.Ю. Чалков², С.А. Денисов², М.В. Ведь^{1,2}, А.В. Кудрин^{1,2}, М.В. Дорохин², В.Н. Трушин², Д.О. Филатов¹, В.Г. Шенгуров²

¹ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

² НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*zdorovei@nifti.unn.ru

В работе исследованы люминесцентные свойства эпитаксиальных структур n^+ -Ge/Si (001), выращенных методом «горячей проволоки» и *in-situ* легированных атомами фосфора с концентрацией от $4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Показано, что на фотолуминесценцию оказывают влияние упругие напряжения в слое Ge и высокий уровень легирования. Дано объяснение особенностей наблюдаемых спектров фотолуминесценции структур.

Введение

Для создания приборов кремниевой фотоники необходимо реализовать светоизлучающий диод, интегрированный в электрическую цепь кремниевой микросхемы. На данный момент наиболее распространены гибридные решения на основе АЗВ5-лазеров, связанных с кремниевой структурой оптическими волноводами, либо решения с АЗВ5-лазерами выращенными непосредственно на кремниевой подложке за счет применения релаксированных буферных слоев GeSi. По сравнению с такими решениями более выгодным для массового производства является предлагаемое в данной работе решение, основанное на использовании эпитаксиальной пленки Ge на Si в качестве активной области светодиода. В ряде работ [1 – 3] было показано, что находящийся под действием растягивающего напряжения и сильно легированный донорной примесью эпитаксиальный слой Ge может быть использован в качестве прямозонного излучателя света.

Методика эксперимента

Исследованные в работе эпитаксиальные структуры n^+ -Ge/Si (001), выращивались методом «горячей проволоки» и *in-situ* легировались атомами фосфора с концентрацией от $4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [4]. Толщина слоёв Ge составляла ~ 1 мкм. Слои выращивали при постоянной температуре ~350 °С. Для создания дополнительного растягивающего напряжения структуры подвергались быстрому термическому

отжигу в атмосфере Ar при температуре 800°С в течение 15 секунд. Термически индуцированное растягивающее напряжение в слоях Ge измерялось методом рентгеновской дифракции (РД) с анализом пиков (400) и (422). Фотолуминесценция исследовалась при комнатной температуре в диапазоне длин волн от 1,3 мкм до 2,1 мкм с использованием InGaAs-фотодиода (Hamamatsu G12182-110K). В качестве источника возбуждающего излучения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 445 нм и мощностью накачки ≈250 мВт. Концентрация носителей заряда в слоях Ge определялась методом измерения эффекта Холла.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показан типичный спектр ФЛ эпитаксиального слоя n^+ -Ge/Si при концентрации фосфора $N_d = 6,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Из рис. 1 видно, что спектр ФЛ хорошо раскладывается на две компоненты: пик ФЛ при 0,74 эВ, соответствующий прямому переходу в германиевой пленке с энергией $E_0 \approx 0,74 \text{ эВ}$, и пик при 0,65 эВ, соответствующий непрямоу переходу [5]. На рис. 2 показаны огибающие (сплошная линия) и компоненты аппроксимации (пунктирные линии) спектров ФЛ полученных для монокристалла высокочистого германия (кривая 1); исходного слоя n^+ -Ge/Si (кривая 2, полный спектр данной структуры показан на рис. 1); слоя n^+ -Ge/Si после проведения быстрого термического отжига (кривая 3).

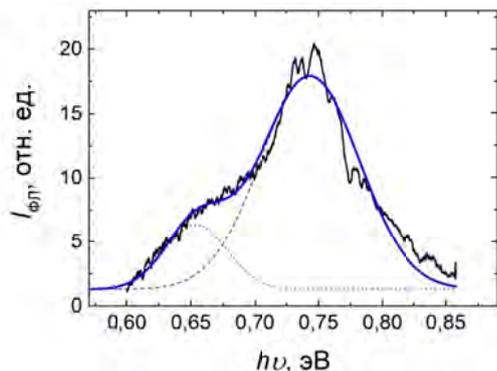


Рис. 1. Спектр ФЛ (300 К) структуры n^+ -Ge/Si (001) с $N_d = 6,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$

В спектре ФЛ монокристалла Ge хорошо разрешаются пики, связанные с прямым излучательным переходом из Г-долины в зоне проводимости Ge (энергия квантов ФЛ $h\nu \approx 0,8$ эВ) и непрямым переходом из L-долины ($h\nu \approx 0,67$ эВ). В спектре ФЛ эпитаксиального слоя (кривая 2) пики сдвинуты относительно ФЛ монокристалла на ≈ 50 мэВ для прямого и ≈ 35 мэВ для непрямого перехода, что связано с влиянием растягивающих напряжений слоя Ge на его зонную структуру. По данным РД их величина в подобных слоях Ge составляла 0,7–0,8% и не зависела от концентрации фосфора. Отметим, что сдвиг ФЛ можно также связать с высоким уровнем легирования эпитаксиального слоя [5], но нам не удалось зафиксировать заметного изменения положения пиков ФЛ при изменении N_d в диапазоне $(1 - 7) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При концентрации примеси ниже 10^{19} см^{-3} , ФЛ зарегистрировать не удалось. После высокотемпературного быстрого термического отжига слоя Ge наблюдается красный сдвиг спектра ФЛ (кривая 3), при этом величина смещения пика прямого перехода значительно больше (примерно в 2,5 раза), чем непрямого. В то же время, концентрация носителей заряда меняется незначительно: от $\approx 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ до отжига (рис. 2, кривая 2) до $\approx 7,0 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2, кривая 3). Поэтому такой сдвиг можно объяснить только возникновением дополнительных растягивающих напряжений в процессе отжига. Также можно отметить увеличение интенсивности прямого излучательного перехода по мере увеличения красного сдвига. Это может быть связано с уменьшением разницы величин энергетических зазоров для прямого и непрямого перехода при увеличении растягивающих напряжений в слое германия.

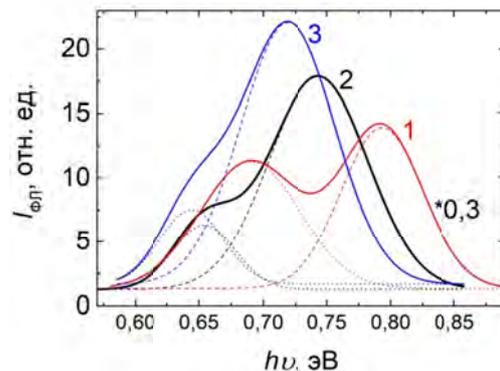


Рис. 2. Спектры ФЛ (300 К) монокристалла i-Ge (1), структуры n^+ -Ge/Si (001) с $N_d = 6,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (2), структуры n^+ -Ge/Si (001) после быстрого термического отжига (3)

Дальнейшее увеличение интенсивности ФЛ прямого перехода можно прогнозировать при увеличении концентрации фосфора до уровня $> 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и введения еще больших деформаций растяжения за счет применения многократного импульсного отжига или подложки с еще большей разностью коэффициентов термического расширения (например, SOI).

Таким образом, в настоящей работе показана перспективность использования эпитаксиальных структур n^+ -Ge/Si (001), в качестве ИК источников излучения, рассмотрены закономерности их ФЛ (300 К) и предложены возможные способы дальнейшего увеличения интенсивности ФЛ.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания Минобрнауки России (№8.1751.2017/ПЧ), базовой части государственного задания Минобрнауки России №16.7443.2017/БЧ, при поддержке РФФИ (гранты 16-07-01102а и 17-37-80008 мол_эв_а) и стипендии Президента РФ (СП-2450.2018.5).

Литература

1. X. Sun et al. // *Appl. Phys. Lett.*, 95, 011911 (2009).
2. L. Jiang et al. // *Semicond. Sci. Technol.*, 29, 115028 (2014).
3. J. Liu et al. // *Opt. Express*, 15, 11272 (2007).
4. В.Г. Шенгуров и др. // *Письма в ЖТФ*, Т. 41, вып. 1, стр. 71 (2015).
5. C. Xu et al. // *Semicond. Sci. Technol.*, 30, 105028 (2015).

Механизм трансформации спектра ЭПР парамагнитного центра в наночастице

Г.Г. Зегря^{1,*}, Д.М. Самосват¹, В.Ю. Осипов¹, А.И. Шамес², А.Я. Вуль¹

¹ ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д.26, Санкт-Петербург, 194021.

² Университет Бен-Гуриона, Бер-Шева, Израиль.

*zegrya@theory.ioffe.ru

В работе рассмотрен механизм изменения ЭПР спектра центра, подобного центру P1, в наноалмазе и природа исчезновения линий сверхтонкой структуры. Теоретически показано, что примесные центры, расположенные вблизи поверхности наночастицы, оказываются выключенными из взаимодействия, определяющего сверхтонкую структуру (СТС). Причиной является делокализация волновой функции электрона поверхностного центра по всей наночастице, в результате чего электрон «чувствует» усредненное поле всех ядер, которое равно нулю. В то же время примесные центры, находящиеся в объеме наночастицы, оказываются также выключенными из сверхтонкого взаимодействия за счет спиновой диффузии.

Введение

Одной из наиболее распространенных примесей в синтетических кристаллах алмаза является азот. Разнообразные дефекты, образуемые атомами азота, которые могут находиться в решетке алмаза в виде изолированных примесей и более сложных комплексов, состоящих из нескольких атомов азота и вакансий, определяет многообразие оптических и магнитных свойств синтетических алмазов [1].

В наиболее простом случае – атом азота является примесью замещения, при этом четыре валентные электрона формируют ковалентные N-C связи, а пятый - с неспаренной орбиталью, определяет парамагнитные свойства центра. Такой центр со спином 1/2 известен как P1-центр, находящийся в нейтральном зарядовом состоянии. Он хорошо идентифицируется методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в X-диапазоне [2].

Характерной особенностью спектра ЭПР P1-центра является сверхтонкая структура (СТС): помимо основного сигнала ($g = 2.0024$) наблюдаются равноудаленные компоненты (триплет), появление которых вызвано взаимодействием спина с магнитным моментом ядра атома азота ^{14}N [2].

Интерес к примесным центрам азота в алмазной решетке, определяется интенсивной и фотостабильной люминесценцией отрицательно заряженных центров азот-вакансия (NV)⁻, которые уже находят многочисленные применения [3, 4]. Общепринятым методом создания вакансий в алмазной решетке является облучение высокоэнергетическими электронами. Последующий отжиг облученного

кристалла алмаза приводит к миграции вакансий и образованию NV- центров.

Развитие технологии направлено на получение алмазных нанокристаллов с достаточно высокой концентрации (NV)⁻ центров [5]. Оказалось, что при измельчении алмазных микрокристаллов наряду со значительным уменьшением концентрации (NV)⁻ центров происходит существенное изменение спектра ЭПР P1 центров [6]. Детальное исследование спектров ЭПР алмазных порошков, полученных измельчением микрокристаллов с последующим фракционированием (от 100 мкм до десятков нанометров) выявило последовательное исчезновение характерного СТС расщепленного сигнала от P1 и возникновение нового бесструктурного узкого сигнала с $g = 2.0028$ [7, 8].

С другой стороны, увеличение размеров алмазных частиц от нано- до микронных размеров приводит к восстановлению характерных сигналов от P1 центров, которые не наблюдалась в исходных наноалмазах.

Представляемая работа описывает механизм изменения ЭПР спектра P1 центров в частицах нанометровых размеров. Теоретически показано, что при формировании наноалмазной частицы (в результате механического измельчения или динамического синтеза) на поверхности частицы возникают парамагнитные дефекты типа оборванных связей, которые взаимодействуют между собой, а также взаимодействуют на близко расположенные P1 центры и, соответственно, определяют наблюдаемую СТС в спектрах ЭПР.

Причиной является делокализация волновой функции электрона поверхностного центра по всей наночастице, в результате чего электрон «чувствует» усредненное поле всех ядер, которое равно нулю. Примесные центры, находящиеся в объеме наночастицы, оказываются также выключенными из сверхтонкого взаимодействия за счет спиновой диффузии.

Теоретическая модель

При уменьшении диаметра наноалмаза влияние поверхностных примесей на ЭПР спектр объемных парамагнитных примесей усиливается, т.е. усиливается взаимодействие между объемными и поверхностными парамагнитными примесями. Начиная с некоторого расстояния (а точнее, начиная с некоторого диаметра алмаза) обменное взаимодействие начинает преобладать над величиной сверхтонкого взаимодействия.

Энергия связи электрона на поверхностном центре меньше, чем для объемного центра. Следовательно «хвост» волновой функции для поверхностного центра $\alpha_{\text{пов}}^{(-1)}$ существенно длиннее, чем для объемного $\alpha_{\text{об}}^{(-1)}$. Следовательно, при уменьшении диаметра алмаза вероятность обменного взаимодействия возрастает; энергия сверхтонкого взаимодействия при этом остается неизменной.

Оценка для матричного элемента спин-спинового взаимодействия в рамках модели потенциала нулевого радиуса дает:

$$M_{(s-s)} = 1/2 (e\hbar/mc)^2 (1/d^3), \quad (1)$$

Где d – расстояние между центрами. Обменное взаимодействие имеет совершенно другую природу и связано с кулоновским взаимодействием между электронами разных центров. Соответственно, матричный элемент кулоновского взаимодействия равен $M_{\text{ex}} = K - J$. Здесь K это кулоновский матричный элемент, J – обменный. В силу спиновых правил отбора отличен от нуля только матричный элемент обменного взаимодействия, который равен:

$$J = 5/4 (e^2/\epsilon) * 1/(\alpha_{\text{об}}^3 V) * (\alpha_{\text{об}} / 2\pi), \quad (2)$$

где V – объем наноалмаза.

Остается открытым вопрос о тех центрах, которые не принадлежат шаровому слою и соответственно для них сверхтонкое взаимодействие не модифицируется. Оценка для матричного элемента обменного взаимодействия между поверхностным центром

и объемным порядка величины сверхтонкого расщепления и превышает ее для мелких центров. Это означает, что данные объемные центры оказываются «выключенными» из сверхтонкого взаимодействия за счет обменного взаимодействия с поверхностными центрами и косвенного взаимодействия с другими объемными центрами. Механизм данного явления объясняется спиновой диффузией.

Заключение

Предложен качественный и количественный анализ механизма исчезновения сверхтонкой структуры спектра ЭПР примесных атомов азота. Основные идеи этого механизма следующие. Во-первых, структура волновых функций поверхностного центра существенно отличается от волновых функций объемного центра, за счет наличия гетерограницы: волновые функции поверхностных центров почти делокализованы, а волновые функции объемных локализованы на атомных расстояниях. Во-вторых, поверхностные центры оказываются выключенными из сверхтонкого взаимодействия за счет того, что их волновая функция делокализована по всему кристаллу и они «чувствуют» усредненное поле всех ядер, которое равно нулю. Те центры, которые находятся в объеме, оказываются выключенными из сверхтонкого взаимодействия за счет спиновой диффузии.

Литература

1. A.M. Zaitsev. Optical Properties of Diamond: A Data Handbook. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2001). 503 p.
2. W.V. Smith, P.P. Sorokin, I.L. Gelles, G.J. Lasher // Phys. Rev. 115, 1546 (1959)
3. M.W. Doherty, N.B. Manson, P. Delaney, F. Jelezko, J. Wrachtrup, L. C.L. Hollenber // Physics Reports. 528, 1-45 (2013).
4. R. Schirhagl, K. Chang, M. Loretz, C. L. Degen // Annu. Rev. Phys. Chem. 65, 83–105 (2014).
5. C. Bradac, T. Gaebel, C.I. Pakes, J.M. Say, A.V. Zvyagin, J.R. Rabreau // Small, 9, 132–139 (2013).
6. A.I. Shames, V.Yu Osipov, J-P. Boudou, A.M. Panich, H. J. von Bardeleben, F. Treussart, A.Ya Vul // Journal of Physics D: Applied Physics (2015), 48(15), 1-13.
7. A.M. Panich, N.A. Sergeev, A.I. Shames, V.Yu Osipov, J-P. Boudou, S.D. Goren // Journ. Phys.: Condens Matter. 2015, v. 27(7) 072203
8. B.V. Yavkin, G.V. Mamin, M.R. Gafurov, S.B. Orlinskii. Magnetic Resonance in Solids // Electronic Journal. 2015, Vol. 17, No 1, 15101.

Адмиттансная характеристика эпитаксиальных слоев и легированных подложек алмаза

В.И. Зубков^{1, *}, А.В. Колядин^{2, §}, И.В. Клепиков²

¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Проф. Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376.

² ООО «New Diamond Technology», ул. Воскова 2, лит. Ю, Санкт-Петербург, Сестрорецк, 197706.

*vzubkovspb@mail.ru, §kolyadin-56@mail.ru

Методами адмиттансной спектроскопии в диапазоне температур выполнен цикл измерений монокристаллических объемных подложек алмаза, легированных бором, а также дельта-слоев, сформированных в эпитаксиальном CVD-алмазе. Результаты измерений алмазных подложек, легированных примесью бора, демонстрируют воспроизводимое получение кристаллов с управляемой концентрацией носителей заряда в диапазоне $1 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В эпитаксиальных структурах зарегистрирована концентрация носителей заряда $3.8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в области дельта-слоя.

В последние несколько лет в области технологии синтетического алмаза наблюдается качественный переход от демонстрации лабораторных образцов до начала реального внедрения в микроэлектронику этого уникального по своим физическим и электронным характеристикам полупроводника. Кардинальным направлением внедрения синтезированного алмаза в микроэлектронику рассматривается селективное легирование CVD эпитаксиальных слоев, в особенности, дельта-легирование для СВЧ применений [1]. Типичным требованием для подобных структур является обеспечение градиента концентрации примеси в 3 – 4 порядка на длине в несколько нм.

Другая серьезная задача, успешно решаемая в настоящее время, – разработка воспроизводимой технологии изготовления высококачественных подложек с заданными параметрами (максимальная плотность дислокаций, концентрация легирующей и фоновой примеси, шероховатость поверхности).

Традиционно контроль качества алмазных кристаллов осуществляется оптическими методами (FTIR) и ВИМС. В настоящей работе мы осуществляли контроль распределения концентрации носителей заряда в монокристалле и в дельта-слоях с помощью методов адмиттансной спектроскопии. Результаты измерений анализируются в докладе.

Методика эксперимента

Измерения профиля концентрации носителей заряда в образцах проводились с помощью автоматизированного комплекса спектроскопии адмиттанса на базе LCR-метра Agilent E4980A, контроллера температуры LakeShore 331S и гелиевого криостата

замкнутого цикла Janis CCS400/204N, который позволяет проводить измерения в диапазоне температур от 15 до 450 К.

Для создания диодных структур формировались платиновые контакты. Геометрия нанесенных контактов определялась сопротивлением подложки: в случае полуизолирующей подложки омический и Шоттки контакты наносились со стороны эпитаксиального слоя, в случае низкоомной (легированной) подложки контакты наносились на противоположные стороны образца.

Дельта-легированные CVD-слои

Изготовленный образец CVD-эпитаксиального алмаза на изолирующей подложке содержал четыре дельта-слоя с периодом около 60 нм. По измерениям ВИМС концентрация бора в дельта-слоях составляла величину $(3 - 4.5) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Адмиттансные измерения проводились в широком диапазоне температур и частот тестового сигнала. При температурах ниже комнатной мы не наблюдали отклика от дельта-слоев, поскольку ширина области объемного заряда существенно превышала глубину их залегания. Наблюдаемое в C-V измерениях при $T > 350 \text{ К}$ положение концентрационного пика (62.7 нм) хорошо соответствует технологически заданной позиции первого дельта-слоя, рис. 1.

Амплитуда пика достигает $3.8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Как видно, наблюдаемые профили также включают «фантомные» отклики от глубже лежащих дельта-слоев; причиной такого аномального поведения является планарная схема расположения контактов.

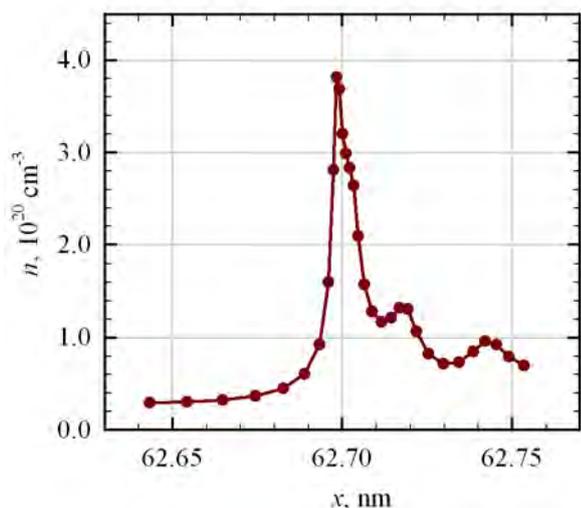


Рис. 1. Профили концентрации носителей заряда в образце с дельта-слоями при $T = 430$ K

Этот факт, как и вид концентрационного профиля, требуют дальнейшего анализа.

Легированные подложки

В последние несколько лет в «New Diamond Technology» отработана технология легирования монокристалла алмаза бором в процессе НРНТ выращивания из затравки и получены объемные монокристаллы весом до 84 карат, что соответствует размеру пластин 12–15 мм. При этом качество получаемых объемных монокристаллов характеризуется плотностью дислокаций менее 100 см^{-2} .

Результаты проведенных методом С–V характеристик исследований монокристаллического алмаза, легированного примесью бора с различной концентрацией, демонстрируют воспроизводимое и контролируемое получение совершенных кристаллов с управляемой концентрацией носителей заряда в диапазоне $1 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Отличием синтезированных алмазов от натуральных [2] является их секториальное строение, выражающееся в различной скорости встраивания примеси по разным граням в растущий кристалл. Наличие и преобладание граней разных простых форм в синтетическом алмазе зависит от металлов-катализаторов и расположения затравки в ростовой ячейке. Так, преимущественный рост наиболее важных граней $\{111\}$ и $\{100\}$ реализуется при использовании сплава-катализатора на основе Fe+Al.

Исследования распределения концентрации примеси и носителей заряда производились на установке спектроскопии адмиттанса и с помощью спектрометра Vertex 70 с ИК-микроскопом Hyperion1000.

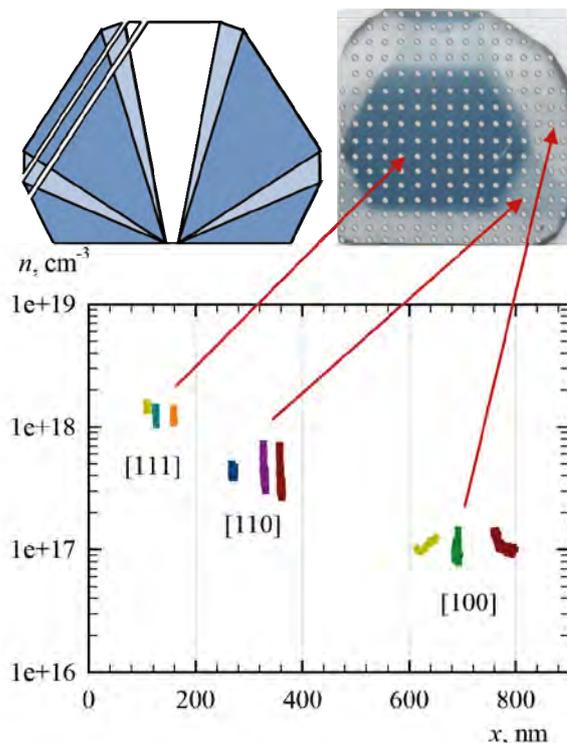


Рис. 2. Нарезка подложек из монокристалла и профили концентрации носителей заряда в секторах

В последнем случае концентрация бора рассчитывалась по полосе 2802 см^{-1} (при высокой концентрации бора – по полосе 1290 см^{-1}).

Результаты оптических и адмиттансных измерений коррелируют и демонстрируют, что концентрация примеси бора в одном кристалле может отличаться более чем в 500 раз. Наиболее насыщенным по содержанию примеси бора является сектор $[111]$, тогда как в секторе $[100]$ регистрируется минимальное значение (рис. 2). Таким образом, различная геометрия формирования пластины из объемного легированного монокристалла обеспечивает изменение удельного сопротивления на несколько порядков, что может иметь перспективы для микроэлектронных применений.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ по Постановлению 220, договор № 14.B25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН.

Литература

1. В.И. Зубков, М.Ф. Панов, А.В. Афанасьев и др. // Нано- и микросистемная техника, № 12 (185), 22 (2015).
2. V.I. Zubkov, A.V. Solomnikova, J.E. Post et al. // Diamond and Related Materials, V. 72, 87 (2017).

Метаморфные наногетероструктуры InAs(Sb)/InGaAs/InAlAs для эффективных излучателей среднего ИК диапазона на подложках GaAs

С.В. Иванов^{1,*}, М.Ю. Чернов¹, В.А. Соловьев¹, Д.Д. Фирсов², О.С. Комков²

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

² СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376

*ivan@beam.ioffe.ru

Представлены результаты синтеза методом МПЭ на подложках GaAs и исследования структурных и оптических свойств метаморфных полупроводниковых гетероструктур в системе InGaAlAs с комбинированной КЯ InSb/InAs/InGaAs для эффективных излучателей среднего ИК диапазона (3-3.6 мкм). Обсуждаются вопросы структурной релаксации, баланса упругих напряжений, эффективности излучательной и безызлучательной рекомбинации при T=10-300K.

Введение

Высокоэффективные полупроводниковые лазеры и светодиоды среднего ИК диапазона (3-5 мкм) крайне необходимы для широкого спектра применений, включающих газовые анализаторы в промышленности и медицине, ИК спектроскопию и т.д. Традиционно для этого диапазона используются соединения A^3B^5 с постоянной решетки $\sim 6.1 \text{ \AA}$ [1]. Привлекательная идея синтеза подобных гетероструктур на подложках GaAs с использованием соединений InGaAlAs либо упирается в ограничение по минимальной длине волны 8 мкм в случае псевдоморфных квантово-каскадных лазеров AlGaAs [2], либо требует использования толстых метаморфных буферных слоев (МБС) $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с градиентом содержания In $x=0.05-0.80$ [3], в отсутствие которых резко возрастает плотность прорастающих дислокаций (ПД) и падает квантовая эффективность излучательной рекомбинации [4].

Эксперимент

В данной работе, в отличие от [3,4], гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) InAs/InGaAs выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на GaAs с МБС InAlAs со строго контролируемым «корневым» профилем изменения состава и оптимизировались по условиям роста и профилю упругих напряжений, который задавался варьированием величины обратной ступени ($\Delta=2-14$ мол.% In) между МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x \leq 0.77-0.89$) и барьерным слоем $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$. Сдвиг длины волны ФЛ в область 3-3.6 мкм осуществлялся путем использо-

вания сверхтонкой вставки InSb (< 1 монослоя (МС)) в КЯ InAs/InGaAs, которая образует гетеропереход типа II с InAs [5]. Процессы релаксации упругих напряжений в метаморфных структурах исследовались с помощью методов рентгеновской дифракции (РД), рентгеновских карт обратного пространства (RSM) и дифракции электронов от выделенной области (SAED), а также просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Измерения внутренней квантовой эффективности (IQE) проводились с использованием ИК Фурье-спектрометра методом мощностных зависимостей интенсивности ФЛ [6], которые позволяют определить величину IQE, оценив различные вклады в процессы безызлучательной рекомбинации.

Результаты и обсуждение

Обнаружено, что релаксация упругих напряжений в структурах с МБС с «корневым» профилем осуществляется посредством двух механизмов: формирования сетки дислокаций несоответствия и разворота кристаллической решетки с существенным вкладом второго [7]. По сравнению с МБС с линейным профилем, где доминирует первый механизм вплоть до ~ 60 мол% In, это приводит к трехкратному снижению плотности ПД ($2 \times 10^7 \text{ см}^{-2}$), увеличению толщины малодислокационной приповерхностной области МБС до 250-300 нм и, с учетом оптимизации параметров МПЭ роста «корневого» МБС, к предельно низкой шероховатости поверхности $\text{RMS}=1.6-2.4 \text{ нм}$, измеряемой АСМ.

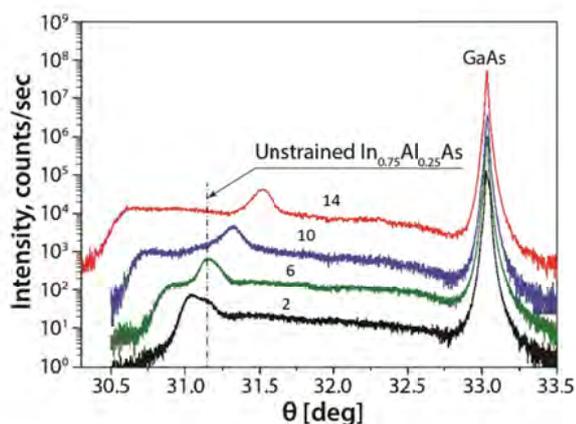


Рис. 1. ω - 2θ -кривые РД структур с различными Δ

Исследования структур с различной величиной Δ методами РД и ФЛ показали, что, несмотря на ее равновесную величину $\Delta=6$ мол.% In, соответствующую росту ненапряженного слоя $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ на «корневом» МБС (рис. 1), полный баланс напряжений в структурах с $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ активной областью, достигается при введении в барьерные слои InAlAs растягивающих напряжений путем использования $\Delta=8-10\%$. Такой дизайн обеспечивает блокирование формирования дополнительных ПД в активной области и на границе с МБС, согласно данным ПЭМ, и приводит к повышению интенсивности ФЛ таких структур (рис. 2) [8].

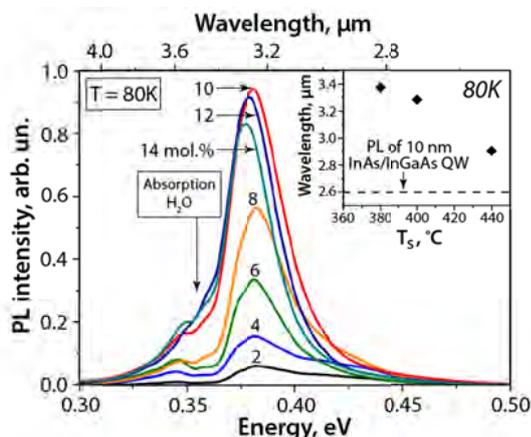


Рис. 2. Зависимость интенсивности ФЛ метаморфных КЯ от величины Δ . Вставка показывает положение максимума ФЛ от температуры роста КЯ $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{InGaAs}$

Продемонстрировано, что максимальная IQE наблюдается для структур с $\Delta=8$ мол.% In, обладающих меньшей плотностью ПД в активной области, и составляет величину порядка 90% при 10К, которая уменьшается всего лишь в 16 раз (до 5%) при увеличении температуры до 300К, что является высоким показателем для метаморфных гетероструктур.

Скорость безызлучательной рекомбинация по механизму Шокли-Рида-Холла (ШРХ) минимальна также в структурах с $\Delta=8-10$ мол.% In и резко возрастает при меньших и больших Δ вследствие генерации дополнительных ПД. В структурах с $\Delta=8-10$ мол.% In характер упругих напряжений приводит и к снижению вероятности Оже-рекомбинации, которая чувствительна к соотношению энергии основного оптического перехода в КЯ InSb/InAs и энергии спин-орбитально отщепленной валентной зоны в барьерных слоях и КЯ InAs [9].

Измерения интенсивности интегральной ФЛ от температуры показали, что при $T>120\text{K}$ помимо активации механизмов Оже-рекомбинации и рекомбинации ШРХ, дающих сравнительно небольшой вклад в оптимизированных структурах, возникает дополнительный двухстадийный процесс теплового выброса дырок с участием акцепторных состояний в InAs КЯ [9], что требует оптимизации МПЭ режимов формирования данной КЯ.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности данных метаморфных гетероструктур для создания эффективных излучателей среднего ИК диапазона на GaAs платформе. Работа частично поддержана РФФИ (#18-02-00950).

Литература

1. L. Shterengas, G. Kipshidze, T. Hosoda et al. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., V. 23, 1 (2017).
2. C. Sirtori, H. Page, C. Becker et al. // IEEE J. Quantum Electron., V. 38, 547 (2002).
3. Ya.V. Terent'ev, S.N. Danilov, J. Loher et al. // Appl. Phys. Lett., V. 104, 101111 (2014).
4. Q. Lu, Q. Zhuang, A. Marshall et al. // Semicond. Sci. Technol., V. 29(7), 075011 (2014).
5. M.Yu. Chernov, O.S. Komkov, D.D. Firsov et al. // J. Crystal Growth, V. 477 97 (2017).
6. Y.S. Yoo, T.M. Roh, J.H. Na et al. // Appl. Phys. Lett., V. 102, 211107 (2013).
7. V.A. Solov'ev, M.Yu. Chernov, M.V. Baidakova, et al. // Superlat. & Microstr., in press (2018).
8. M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, O.S. Komkov et al. // Appl. Phys. Express, V. 10, 121201 (2017).
9. O.S. Komkov, D.D. Firsov, M.Yu. Chernov et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., V.51(5), 055106 (2018).

Исследование магнитопоглощения в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с двойными квантовыми ямами в магнитных полях до 30 Тл

А.В. Иконников^{1, 2, *}, Л.С. Бовкун^{2, 3}, В.Я. Алешкин², М. Orlita³, В.А. Piot³, М. Potemski³, С.С. Криштопенко², С.А. Дворецкий⁴, Н.Н. Михайлов⁴, В.И. Гавриленко²

¹ МГУ, физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, ГСП-1, 119991.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

³ Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses, CNRS-UGA-UPS-INSA-EMFL, 25 rue des Martyrs, Grenoble, France, 38042.

⁴ Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

*antikn@physics.msu.ru

Представлены результаты магнитооптических исследований гетероструктур HgTe/CdHgTe с двойными квантовыми ямами (ДКЯ) с *p*-типом проводимости в магнитных полях до 30 Тл. Использование сильных полей позволило однозначно идентифицировать наблюдаемые линии магнитопоглощения. Обнаружено дополнительное расщепление линий, связанных с переходами с пары уровней Ландау –2. Показано, что это расщепление вызвано, в основном, встроенным электрическим полем, а не отличием параметров квантовых ям (КЯ).

Введение

Гетероструктуры HgTe/CdHgTe с ДКЯ позволяют существенно расширить возможности модификации зонного спектра (ЗС) по сравнению со структурами с одиночными КЯ. В последних в зависимости от ширины КЯ d может реализовываться нормальный ЗС при ширине меньшей критической d_c , бесщелевой спектр с линейным законом дисперсии при $d = d_c$, подобно тому, что имеет место в графене, и инвертированный ЗС при $d > d_c$ [1]. В структурах с ДКЯ, разделенных туннельно-прозрачным барьером толщиной t , может быть реализован ЗС, подобный двуслойному графену [2]. Первые экспериментальные исследования таких объектов выявили необычное поведение квантового эффекта Холла [3] и показали, что наличие ДКЯ приводит к «удвоению» основных линий магнитопоглощения [4]. Однако, ЗС в магнитном поле оказался достаточно сложным, что привело к неправильной интерпретации результатов в [4]. В данной работе использование магнитных полей до 30 Тл позволило однозначно проинтерпретировать в рамках модели Кейна наблюдаемые в спектрах линии за счет того, что в сильных полях эти линии разделены.

Методы и подходы

В работе рассматривается структура с параметрами, с ЗС, подобным двуслойному графену ($d_1 = d_2 = 6,3$ нм, $t = 2,8$ нм, $x = 0,71$) [2]. Структура выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (013). Структура не легировалась, она

имела *p*-тип проводимости. Магнитооптические исследования проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker 113V в геометрии Фарадея в магнитных полях до 11 Тл при $T = 4,2$ К и полях до 30 Тл при $T = 1,6$ К. Источником излучения служил глобар, приемником — болометр. Спектры пропускания нормировались на сигнал в нулевом поле. Одновременно с исследованиями в полях до 11 Тл измерялась концентрация дырок, которая могла быть уменьшена за счет подсветки. Расчет уровней Ландау выполнялся в аксиальном приближении с использованием гамильтониана Кейна 8×8 , учитывающим деформацию, такое приближение применимо при описании результатов в сильных магнитных полях [5]. Результаты расчетов показаны на рис. 1а. Кроме уровней Ландау рассчитывались энергии и матричные элементы переходов между уровнями, номера которых отличаются на ± 1 . Отдельно рассматривалось влияние электрического поля, приложенного перпендикулярно к структуре.

Результаты и обсуждение

На рис. 1б представлен типичный спектр магнитопоглощения, в котором наблюдается значительное количество линий. Спектры раскладывались на лоренцианы, их положение от магнитного поля показано на рис. 1с. Можно выделить 2 области, разделенные, условно, 100–150 мЭВ: область «сильных» линий и область высокочастотных «слабых» линий.

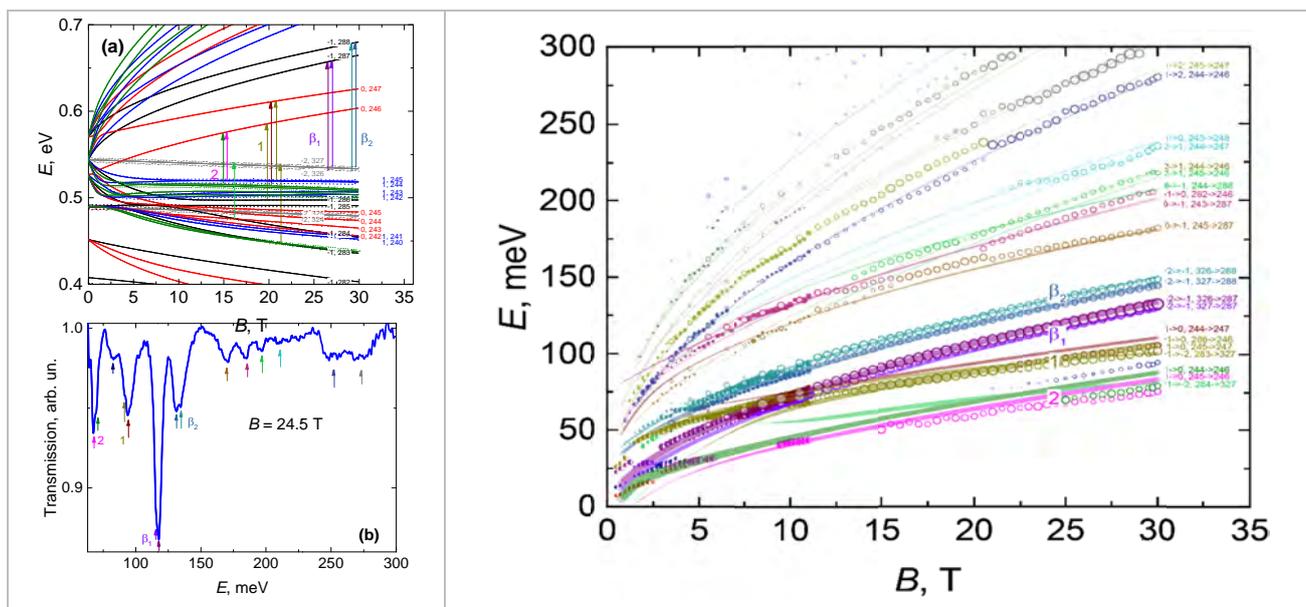


Рис. 1. (а) Уровни Ландау в исследуемой структуре при учете электрического поля 4 кВ/см (пунктир) и без (сплошные). Стрелками указаны некоторые наблюдаемые переходы. Числа — номера уровней. Уровень Ферми в полях, больших 10 Тл проходит по уровню $-2, 327$. (б) Типичный спектр магнитопоглощения. (в) Положения линий магнитопоглощения (открытые символы — измерения в полях до 30 Тл, сплошные и половинчатые — в полях до 11 Тл) и рассчитанные с учетом электрического поля энергии возможных переходов. Площадь символов пропорциональна площади линии магнитопоглощения, толщина линий пропорциональна квадратам матричных элементов переходов

Высокочастотные линии связаны с межзонными переходами между уровнями валентной зоны и зоны проводимости [5], они отличаются небольшой интенсивностью и значительной шириной. Их ширина определяется как неоднородностями образца, влияющими, в первую очередь, на величину запрещенной зоны, так и различием энергий переходов, «входящих» в конкретную линию (рис. 1с).

Интерпретация «сильных» низкочастотных линий в умеренных полях до 11 Тл требует отдельного анализа, поскольку она осложнена взаимным перекрытием большого количества возможных переходов и нетривиальной зависимостью фактора заполнения от магнитного поля [3]. Поэтому в данной работе мы ограничимся рассмотрением линий в сильных полях, в которых фактор заполнения заведомо меньше 1. Линии 1 и 2 (рис. 1б) представляют собой суперпозицию нескольких переходов, наиболее сильными из которых являются переходы в валентной зоне $-1 \rightarrow 0$ и $1 \rightarrow 0$, соответственно (рис. 1с, ср. с [5]). Линии β_1 и β_2 — это «удвоенный» (за счет ДКЯ) известный в одиночных КЯ переход β ($-2 \rightarrow -1$) [5, 7]. В данном случае эти переходы идут с пары нижних уровней Ландау -2 (см. рис. 1а). Однако, помимо удвоения переходов из-за ДКЯ, каждая из линий β_1 и β_2 обладает собственным дополнительным расщеплением (рис. 1б,

с). Величина его составляет ~ 4 мэВ, и она уменьшается с уменьшением концентрации дырок. Расчеты показывают, что расщепление не связано с неодинаковостью КЯ, поскольку различие в толщинах КЯ приводит к изменению энергий *всех* уровней Ландау и к значительному ухудшению описания высокочастотных линий. В то же время, учет встроенного перпендикулярного электрического поля 4 кВ/см приводит к ощутимому сдвигу и расщеплению на 4 мэВ уровней -2 (рис. 1а), и значительно в меньшей степени затрагивает остальные уровни, что связано с различным пространственным распределением волновых функций уровней с разными номерами в ямах. Таким образом, даже в симметричной ДКЯ HgTe с 3Д, подобным двуслойному графену, наличие встроенного электрического поля приводит к открытию щели в энергетическом спектре (см. также [2]).

Работа поддержана правительством Франции (стипендия им. Вернадского), РФФИ (№18-52-16004), грантом Президента РФ (МК-1136.2017.2) и РАН.

Литература

1. В. Büttner et al. // *Nat. Phys.* **7**, 418 (2011).
2. S. Krishtopenko et al. // *Sci. Rep.* **6**, 30755 (2016).
3. М.В. Якунин и др. // *ПЖЭТФ* **104**, 6 (2016).
4. Л.С. Бовкун // *ФТП* **50**, 1554 (2016).
5. L.S. Bovkun et al. // arXiv:1711.08783.

Топологический фазовый переход в КЯ HgTe/CdHgTe под действием температуры

А.М. Кадыков^{1,2,*}, С.С. Криштопенко^{1,2}, В. Jouault², W. Desrat², M. Marcinkiewicz², S. Ruffenach², C. Consejo², Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³, С.В. Морозов¹, В.И. Гавриленко¹, F. Terpe², W. Knap²

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

² Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, University of Montpellier, 34095 Montpellier, France.

³ Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск.

* alexander.kadykov@gmail.com

В работе сообщается о первых результатах исследования магнитопоглощения и магнитотранспорта в квантовых ямах (КЯ) HgTe/CdHgTe в окрестности фазового перехода топологический изолятор – тривиальный полупроводник, вызванного изменением температуры. В КЯ толщиной 8 нм данный переход наблюдался при критической температуре $T_c = 90$ К, что позволило магнитооптическим методом детально изучить зонную структуру в окрестности перехода. Помимо этого, исследуя магнитотранспортные характеристики холловского мостика с затвором, выполненном на основе КЯ толщиной 6.5 нм, было получено наглядное доказательство фазового перехода при $T_c = 27$ К.

Введение

В последние годы структуры на основе соединений HgCdTe вызывают возрастающий интерес исследователей как в России, так и в мире. В значительной мере внимание учёных связано с тем, что широкие квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой стали первой системой, в которой было продемонстрировано существование защищенных краевых каналов, являющихся характерной особенностью двумерного топологического изолятора (ТИ) [1].

Как известно, зонная структура КЯ HgTe/CdHgTe при увеличении ширины КЯ d трансформируется из нормальной, свойственной для тривиального полупроводника (ТПП), в инвертированную, при которой реализуется состояние ТИ [2]. При некотором критическом значении $d_c \approx 6.3$ нм зона проводимости и валентная зона соприкасаются в Γ точке зоны Бриллюэна, а закон дисперсии носителей заряда становится линейным, подобно таковому в однослойном графене [3]. Помимо толщины КЯ, изменению зонной структуры способствуют такие внешние факторы как температура и давление. Если избыточное давление приводит к необратимому разрушению и возникновению дефектов в исследуемых структурах, то изменение температуры в широких КЯ позволяет проследить так называемый топологический фазовый переход из состояния ТИ при $T < T_c$ до фазы ТПП при $T > T_c$, где T_c — критическая температура, при которой реализуется ли-

нейный графеноподобный закон дисперсии с бесщелевой зонной структурой.

Впервые такой переход был показан в работе Wiedmann et al. [4], однако из-за достаточно высокого значения $T_c \approx 200$ К, наглядного доказательства появления бесщелевой зонной структуры не было продемонстрировано. В данной работе нам удалось понаблюдать топологический фазовый переход в КЯ толщиной 8 нм при значительно более низкой температуре $T_c = 90$ К, что позволило магнитооптическим методом детально изучить зонную структуру в окрестности перехода. Помимо этого, исследуя магнитотранспортные характеристики холловского мостика с затвором, выполненном на основе КЯ толщиной 6.5 нм, нами было получено наглядное доказательство фазового перехода при критической температуре $T_c = 27$ К.

Методика эксперимента и результаты

В основе метода наблюдения топологического фазового перехода лежит различное поведение так называемых «нулевых» уровней Ландау (согласно классификации, принятой в работе [3]). В случае ТИ, данные уровни пересекаются (антипересекаются [5]) при некотором критическом магнитном поле B_c . При $B < B_c$ реализуется состояние квантового спинового эффекта Холла, а при $B > B_c$ — тривиальный квантовый эффект Холла. В случае бесщелевой зонной структуры в окрестности фазового перехода «нулевые» уровни Ландау пересекаются при $B_c = 0$.

В состоянии ТПП при устремлении магнитного поля к нулю «нулевые» уровни Ландау стремятся к значению ширины запрещённой зоны E_g .

В данной работе в спектрах поглощения двух КЯ HgTe/CdHgTe, выполненных в магнитных полях до 16 Тл при температурах от 2 К до 150 К, нами были идентифицированы как внутризонные переходы, так и межзонные переходы с участием «нулевых» уровней Ландау. Из анализа энергий этих переходов были определены значения E_g при $k=0$. Таким образом было показано, что в образце с КЯ HgTe/Cd_{0.62}Hg_{0.38}Te шириной 6 нм увеличение

температуры приводит к монотонному увеличению ширины запрещённой зоны (ТПП), а в образце с КЯ HgTe/Cd_{0.8}Hg_{0.2}Te шириной 8 нм было обнаружено, что ширина щели E_g при критической температуре $T_c=90$ К обращается в нуль, что соответствует переходу из состояния ТИ в состояние ТПП и возникновению безмассовых фермионов Дирака вблизи Γ точки зоны Бриллюэна со скоростью $5.6 \cdot 10^5$ м/с [6]. Для обеих квантовых ям энергии, извлеченные из экспериментальных данных, хорошо согласуются с расчетами на основе гамильтониана Кейна 8×8 [7].

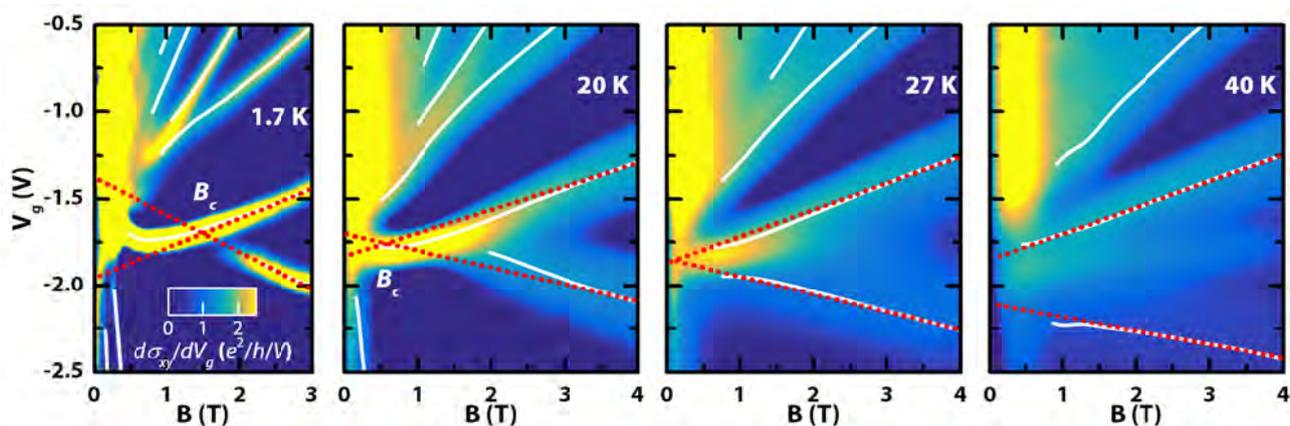


Рис. 1. Результаты измерения КЭХ в 6.6 нм КЯ HgTe/CdHgTe при температурах 1.7, 20, 27 и 40 К (слева направо). Цветом показано значение производной $\partial\sigma_{xy}/\partial V_g$, жёлтый оттенок соответствует большей плотности состояний, синий — меньшей. Белыми кривыми отмечены линии уровня $\sigma_{xy} = (n + 1/2) \cdot e^2/h$, соответствующие положениям наблюдаемых уровней Ландау. Линейная аппроксимация положения «нулевых» уровней Ландау при высоких значениях магнитного поля обозначена красными пунктирными прямыми. Их пересечение отображает значение критического магнитного поля B_c .

Визуализация «нулевых» уровней Ландау магнитотранспортным методом производилась на холловском мостике с затвором, выполненном на основе КЯ HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te шириной 6.5 нм, с помощью анализа производной холловской проводимости по напряжению на затворе $\partial\sigma_{xy}/\partial V_g$ как функции магнитного поля B и напряжения V_g . При этом были извлечены значения критического магнитного поля B_c при различных температурах T (см. рис. 1). Показано, что экспериментальная зависимость $B_c(T)$ является убывающей с ростом температуры и обращается в нуль при $T=T_c$, которая составляет 27 К [8]. Полученные экспериментальные значения $B_c(T)$ находятся в хорошем согласии с результатами теоретических расчётов, выполненных с использованием 8-зонной модели Кейна с параметрами, зависящими от температуры [7].

Авторы выражают благодарность Квону З.Д. из ИФП СО РАН (Новосибирск) за изготовление холловского мостика. Работа выполнена при

финансовой поддержке гранта Министерства образования и науки РФ (грант МК-4399.2018.2 + СП-5051.2018.5) и РФФИ 18-52-50024, 18-52-16009.

Литература

1. Konig M. et al. // Science., **318** (5851), 766 (2007)
2. Bernevig B.A., Hughes T.L., Zhang S.-C. // Science., **314** (5806), 1757 (2006)
3. Büttner B. et al. // Nature Physics., **7** (5), 418, (2011)
4. Wiedmann S. et al. // PRB. **91** (20), 205311, (2015)
5. Zholudev M. et al. // PRB. **86** (20), 205420, (2012)
6. Marcinkiewicz M. et al. // PRB **96** (3), 35405, (2017)
7. Krishtopenko S.S. et al. // PRB **94**, 245402 (2016).
8. Kadykov A. M. et al., arXiv:1710.06666v2, (2017).

Влияние состава газа-носителя в процессе роста дельта-слоя Mn на электрические и магнитные свойства GaAs структур

И.Л. Калентьева^{1,*}, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹,
Б.Н. Звонков¹, А.В. Кудрин¹, И.Н. Антонов¹

¹ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

* istery@rambler.ru

Исследована роль присутствия арсина в составе газа-носителя при легировании марганцем арсенид-галлиевых гетеро-структур, изготовленных сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения. Показано, что молярная доля арсина в потоке водорода около 2.5 мкмоль позволяет получать эпитаксиальные монокристаллические структуры с высокой дырочной проводимостью и температурой Кюри вблизи 40 К.

Введение

Процесс импульсного лазерного нанесения (ИЛН) в реакторе для МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) позволяет при росте арсенидов или фосфидов вводить в газовый поток арсин или фосфин [1], который, разлагаясь в лазерной плазме, поставляет к поверхности роста атомы элементов 5 группы, компенсирующие их потери при испарении нагретой полупроводниковой подложки. Кроме того, количество вводимых в реактор гидридов оказывает влияние на встраивание атомов примеси в растущий слой полупроводника. В данной работе представлены результаты исследования влияния состава газа-носителя (содержание арсина) при формировании ИЛН дельта-слоя Mn на свойства арсенид-галлиевых структур.

Методика эксперимента

Структуры были изготовлены на подложках *i*-GaAs (100) и содержали буферный слой GaAs толщиной ~0.5 мкм, выращенный МОСГЭ при 600°C, дельта-слой Mn с содержанием примеси 0.2 МС и покровный слой GaAs толщиной 20-30 нм, сформированные при 400°C методом ИЛН [1]. Варьировалось содержание арсина (0, 2.5 и 8 мкмоль), подаваемого в реактор вместе с водородом при лазерном распылении мишени Mn. Покровный слой GaAs формировался при молярной доле арсина (AsH₃) ~ 2.5 мкмоль.

Оптические свойства образцов исследовались с помощью спектроскопии отражения в области энергий квантов от 2 до 4 эВ (при этом глубина проникновения излучения кванта составляет вели-

чину около 20 нм, сопоставимую с толщиной покровного слоя). Электрические свойства измерялись по методике Ван дер Пау. Магнитоциркулярный дихроизм в геометрии на отражение (в диапазоне энергии 1.4-2.8 эВ и магнитного поля ± 3500 Э) и гальваномагнитные свойства образцов изучались при температурах от 10 до 300 К.

Результаты и обсуждение

Электрические свойства образцов, измеренные при температурах 77 и 300 К, приведены в таблице 1. Как видно из таблицы, для обеих температур измерений наибольшая слоевая концентрация дырок и наименьшая подвижность в структурах достигается при молярной доле арсина 2.5 мкмоль. Увеличение содержания арсина до 8 мкмоль или его отсутствие ведет к значительному уменьшению слоевой концентрации и увеличению подвижности носителей заряда.

Таблица 1. Влияние содержания арсина на электрические свойства структур GaAs с одиночным дельта-слоем Mn.

№	AsH ₃ , мкмоль	300 К		77 К	
		μ_{eff} , см ² /В·с	p_s , см ⁻²	μ_{eff} , см ² /В·с	p_s , см ⁻²
0	0	35	$3 \cdot 10^{13}$	800	$5.6 \cdot 10^{11}$
1	2.5	15	$6.5 \cdot 10^{13}$	140	$3.4 \cdot 10^{12}$
2	8	30	$2.2 \cdot 10^{13}$	840	$6 \cdot 10^{11}$

Спектры отражения содержали характерный для монокристаллического GaAs дублет пиков в области энергий E_1 (2.9 эВ) и $E_1 + \Delta_1$ (3.12 эВ), соответствующий переходам в направлении Λ зоны Бриллюэна [2] (рис. 1, вставка), что указывает на высо-

кое кристаллическое качество низкотемпературного покровного слоя.

Обнаружено, что увеличение содержания AsH_3 до 8 мкмоль или его отсутствие в потоке водорода при лазерном распылении мишени Mn приводит к значительному росту слоевого сопротивления дельта-легированных Mn структур при температуре ниже 150 К (рис.1).

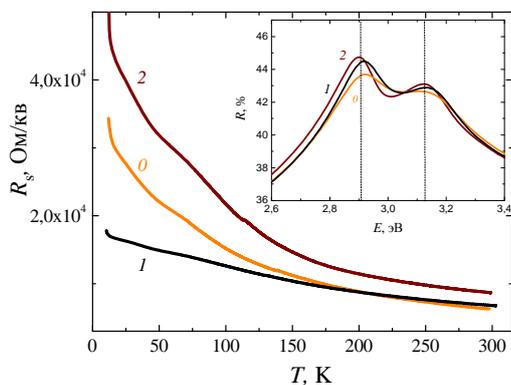


Рис. 1. Зависимость слоевого сопротивления для образцов с различным содержанием AsH_3 в потоке водорода при формировании одиночного дельта-слоя марганца, мкмоль: 0) 0, 1) 2.5, 2) 8. На вставке приведены спектры отражения образцов при комнатной температуре

В первом случае наблюдаемый эффект может быть обусловлен частичной компенсацией дырочной проводимости возможными дефектами донорного типа, образующимися вследствие избытка As на растущей поверхности (атомы мышьяка в положении галлия или в междоузлии). Во втором случае, когда арсин не подается в реактор, и формирование дельта-слоя происходит в атмосфере водорода, ростовая поверхность, вероятно, оказывается обогащенной атомами галлия, и это обстоятельство затрудняет встраивание марганца в подрешетку Ga. Избыточный марганец может занимать междоузельное положение и являться двойным донором, что приводит к уменьшению дырочной проводимости [3].

В обоих случаях наблюдается ослабление ферромагнитных свойств структур и уменьшение температуры Кюри, о чем свидетельствует снижение влияния аномального эффекта Холла на магнитополевые зависимости сопротивления Холла (рис.2). Установлено, что температура фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик для образцов 0 и 2 (таблица 1) менее 30 К. Сохранение нелинейного вида магнитополевых зависимостей холловского сопротивления (R_H) при 30 К для образца 2, с дель-

та-слоем Mn, сформированным при содержании арсина 2.5 мкмоль, указывает на достижение температуры Кюри вблизи 40 К.

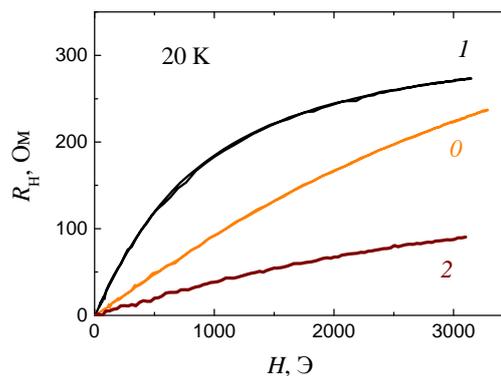


Рис. 2. Магнитополевые зависимости холловского сопротивления при 20 К для образцов с различным содержанием AsH_3 в потоке водорода при формировании дельта-слоя Mn, мкмоль: 0) 0, 1) 2.5, 2) 8

Таким образом, проведено исследование по влиянию содержания арсина в атмосфере реактора при формировании дельта-слоя марганца ($Q_{\text{Mn}} = 0.2$ МС) методом импульсного лазерного нанесения на оптические, электрические и магнитные свойства структур. Показано, что молярная доля арсина около 2.5 мкмоль при формировании дельта-легированного марганцем слоя GaAs позволяет получать эпитаксиальные монокристаллические структуры с высокой дырочной проводимостью (сохраняющейся вплоть до низких температур ~ 10 К) и температурой фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик вблизи 40 К. Увеличение содержания арсина до 8 мкмоль или его отсутствие в потоке водорода приводит к значительному росту слоевого сопротивления в области температур ниже 150 К и снижению температуры Кюри.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания – проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты №17-37-80008_мол_эв_а, 16-07-01102_а).

Литература

1. B.N. Zvonkov, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov et al. // Journal of Optical Technology, V. 75, 389 (2008).
2. K.S. Burch, J. Stephens, R.K. Kawakami et al. // Phys. Rev. V. 70, 205208 (2004).
3. T. Wojtowicz, J.K. Furdyna, X. Liu et al. // Phys. E. V. 25, 171 (2004).

Эффект Парселла в металло-диэлектрических структурах: роль поглощения света в металле

М.А. Калитеевский^{1, 2, 3*}

¹ Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

² Академический университет, ул. Хлопина, 8/3 А, Санкт-Петербург, 194021.

³ ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021.

*m.kaliteevski@mail.ru

Теоретически исследован фактор Парселла в металло-диэлектрических структурах с учётом поглощения в металле на примере экспериментально измеренной диэлектрической проницаемости серебра и в идеализированной модели Друде. Аналитически вычислено значение фактора Парселла для одиночного интерфейса металл-диэлектрик, при помощи численного моделирования найдено значение фактора для бесконечной структуры и одиночного металлического слоя конечной толщины. Установлено, что поглощение в металле снижает первоначально вычисленную величину на несколько порядков.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется исследованию изменения вероятности спонтанной эмиссии (эффекта Парселла [1]) в металло-диэлектрических средах. В частности, продемонстрировано высокое усиление в работе [2] для структуры с квантовыми точками и серебряными слоями. С другой стороны, было выдвинуто предположение, что использование периодических структур может повысить фактор Парселла до нескольких десятков тысяч [3]. Однако, существенное отрицательное влияние на усиление света может оказать его поглощение в металлах [4]. В данной работе теоретически исследовано влияние поглощения на фактор Парселла в нескольких модельных структурах.

Вычисление

Были рассмотрены три структуры: одиночный интерфейс между металлом и диэлектриком, одиночный слой металла конечной толщины и бесконечная периодическая структура с блоховскими граничными условиями. Вычисление вероятности спонтанной эмиссии производилось из первых принципов [5] с использованием нормировки поля на один фотон в объёме квантования $1/2\pi \int \tilde{\epsilon} |E|^2 dV = \hbar\omega$. При этом следует отметить, что для металла, как диспергирующей среды, следует использовать особую величину диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon} = \epsilon + \omega d\epsilon/d\omega$ [6]. Диэлектрический слой везде имел проницаемость $\epsilon_0=1$ (вакуум).

В качестве металла было выбрано серебро (как и в [3]), и его диэлектрическая проницаемость моделировалась двумя способами: по модели Друде $\epsilon = \epsilon_\infty - \omega_p^2/\omega(\omega + i\gamma)$ с параметрами, согласно [3], $\epsilon_\infty = 4.96$, $\omega_p = 8.98$ eV, $\gamma = 0.018$ eV и с использованием экспериментальных данных [7]. Различие в эффективной диэлектрической проницаемости этих моделей показано на рис. 1.

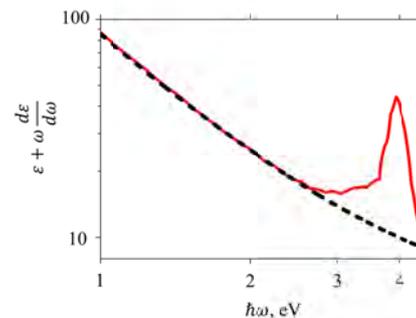


Рис 1. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости серебра от частоты в модели Друде (штриховая линия) и полученная из эксперимента (сплошная линия) [7]

Для случая одиночного интерфейса вычисление проводилось аналитически, а для случаев одиночного слоя и бесконечной структуры — при помощи методики S-квантования в волноводном режиме [8].

Результаты

Аналитическое вычисление для случая одиночного интерфейса выявило, что фактор Парселла снижает

ется на два порядка при использовании функции диэлектрической проницаемости серебра, взятой из экспериментальных данных, по сравнению с моделью Друде. Это показано на рис. 2.

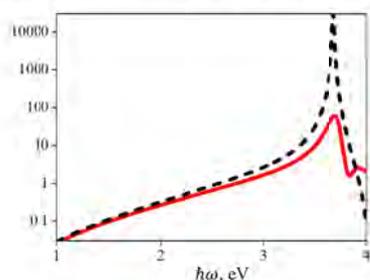


Рис. 2. Аналитическое значение фактора Парселла на одиночном интерфейсе между серебром и диэлектриком в модели Друде (штриховая линия) и для экспериментально-го значения диэлектрической проницаемости серебра [7]

Для случая одиночного слоя обнаружилось, что при численном моделировании максимальное значение фактора Парселла имеет тенденцию к расхождению, если для моделирования диэлектрической проницаемости серебра использовать модель Друде

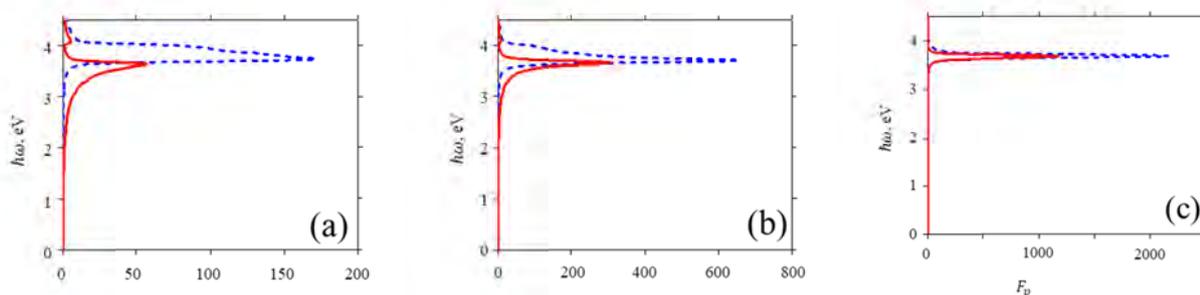


Рис. 4. Фактор Парселла в бесконечной структуре при ориентации диполя вдоль (штриховая линия) или поперёк слоёв (сплошная линия) и положении диполя в центре диэлектрического (а) и металлического слоя (б) и на интерфейсе (с)

Наконец, случай идеализированной бесконечной структуры с использованием модели Друде без учёта поглощения даёт большие значения фактора Парселла, впрочем, всё же меньшие приведённых в работе [3], причём максимум достигается, как и в предыдущих случаях, при расположении излучателя на интерфейсе, а не в центре диэлектрического слоя, как предложено авторами [3] (см. рис. 4).

Таким образом, было показано, что для простейших металло-диэлектрических структур невозможно достижение слишком высоких значений фактора Парселла, если принять во внимание поглощение света, возникающее в реальных металлах.

(как с нулевым поглощением, так и с конечным), что показано на рис. 3. При этом такое же моделирование для экспериментальной диэлектрической проницаемости демонстрирует хорошую сходимость, при этом фактор Парселла уменьшен по сравнению с идеализированной моделью, что также видно на рис. 3.

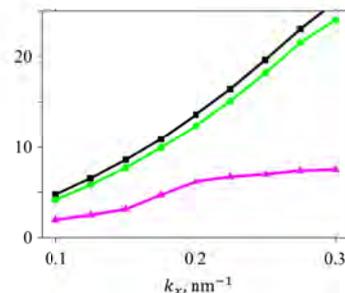


Рис. 3. Максимальный фактор Парселла: сходимость в зависимости от пределов интегрирования для одиночного слоя серебра (15 нм) с диэлектрической проницаемостью, моделируемой по Друде без поглощения (квадраты), с поглощением (круги) и с экспериментально измеренной [7] диэлектрической проницаемостью (треугольники)

Литература

1. E.M. Purcell // *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
2. A.R. Gubaydullin et al. // *Scientific Reports* **7**, 9014 (2017).
3. I. Iorsh et al. // *Phys. Lett. A* **376**, 185 (2012).
4. J.B. Khurgun // *Nature Nanotechnology* **10**(1), 2 (2015).
5. В.М. Берестецкий и др. *Квантовая электродинамика*, §45. М.: Физматлит, 2006.
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*, §80. М.: Физматлит, 2005.
7. S. Babar, J. H. Weaver // *Appl. Opt.* **54**, 477 (2015).
8. K.A. Ivanov et al. // *Optics and spectroscopy* **122**, 835 (2017).

Наномеханика графена

В.Ю. Качоровский^{1,2,3,*}, И.С. Бурмистров^{2,3}, И.В. Горный^{1,2,3,§}, А.Д. Мирлин^{3,4}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

² ИТФ им.Л.Д. Ландау, РАН, ул. Косыгина 2, Москва, 119334.

³ Институт Нанотехнологий г. Карлсруэ, Германия, 76021

* kachor.valentin@gmail.com

Доклад посвящен анализу уникальных упругих свойств свободного (или подвешенного) графена, тесно связанных с вопросом о термодинамической устойчивости изолированных двумерных систем. Такие системы могут демонстрировать ряд критических явлений, в том числе два фазовых перехода – переход из плоского в скомканное состояние и переход, связанный с потерей устойчивости плоской фазы под действием внешнего сжатия. Среди наиболее ярких проявлений этих переходов - аномальный закон Гука (нелинейная степенная зависимость растяжения от приложенной силы с дробной степенью), отрицательный коэффициент теплового расширения и знакопеременное поведение коэффициента Пуассона (отношение поперечного сжатия к продольному растяжению) в зависимости от приложенного упругого напряжения.

Графен представляет собой знаменитый пример двумерной кристаллической мембраны толщиной в один атомный слой. Это чрезвычайно прочный, легкий и хорошо проводящий материал из семейства углеродных соединений.

Настоящий доклад посвящен анализу уникальных упругих свойств графена. Эти свойства тесно связаны с вопросом о термодинамической устойчивости двумерных систем. На самом деле, уже сам факт существования двумерной кристаллической мембраны чрезвычайно удивителен, так как противоречит хорошо известному утверждению о неустойчивости двумерных кристаллов [1]. Действительно, тепловые флуктуации стремятся изогнуть мембрану и разрушить дальний порядок в системе. Существует, однако, конкурирующий эффект, благодаря которому мембрана может остаться термодинамически стабильной. Оказывается, что сильное ангармоническое взаимодействие между изгибными и продольными колебательными модами мембраны стремится стабилизировать двумерный кристалл [2]. Таким образом, ангармонические эффекты в графене проявляют себя крайне необычно по сравнению с другими материалами. В частности, благодаря ангармонизму, изгибная жесткость чистой изолированной мембраны, K , возрастает степенным образом по мере увеличения размера системы L с некоторым показателем n : $K \sim L^n$. Более того, изолированные пленки графена могут демонстрировать ряд критических явлений (см. работы [3-5] и ссылки в этих работах), в том числе два фазовых перехода – переход из плоского в скомканное состояние [scumpling transition (СТ)] и переход, связанный с потерей устойчивости плоской фазы под действием внешнего сжатия [buckling transition (ВТ)]. Критические индексы этих переходов выражаются через показатель n , отвечающий за ангармонические эффекты.

Оказывается, что СТ в значительной степени аналогичен переходу магнетика в ферромагнитное состояние. При этом, в полной аналогии с магнети-

ком, происходит спонтанное нарушение симметрии: сферически симметричная «скомканная фаза» переходит в плоское состояние с некоторой произвольной ориентацией плоскости. Удивительным образом, эффекты, связанные с СТ, существенно меняют упругие свойства пленок даже вдали от точки перехода, глубоко в плоской фазе. Поэтому, несмотря на то, что в графене температура СТ очень высока и наблюдать переход непосредственно него проявления радикально модифицируют поведение графена и при низких температурах. Наиболее интересно СТ проявляется в коэффициенте теплового расширения. Последний оказывается отрицательным и с хорошей точностью постоянным вплоть до экстремально малых температур [4]. В настоящее время неизвестен материал, который обладал бы таким необычным свойством. Не менее необычными являются проявления ВТ, В частности, оказывается, что обычный линейный закон Гука для кристаллической мембраны не выполняется [5]. Растяжение изолированного листа графена растет с приложенным напряжением степенным образом, причем показатель степени является критическим индексом ВТ. Существенно, что этот индекс различен для чистого и сильно разупорядоченного графена, в котором существуют статические изгибные деформации, так называемые рипплы (ripples) [5]. До полного понимания физики данных явлений еще далеко и они в настоящее время интенсивно исследуются теоретически. Принципиальным моментом является наличие существенной экспериментальной базы для таких исследований. Буквально в последние годы появились новые яркие эксперименты и численные расчеты, однозначно указывающие на критическое поведение упругих свойств графена. В частности, экспериментально [6] и численно [7] был проверен нелинейный закон Гука, причем результаты находятся в очень хорошем согласии

с теорией [5]. Также в ряде недавних экспериментов [8-9] и численных расчетов [10] было изучено образование периодических доменных упругих структур в графене на подложке из бор-нитрида. Сама по себе возможность образования периодических структур в слоистой системе с разными постоянными решетки хорошо известна. Принципиально новым результатом, который в настоящее время не имеет теоретического объяснения, является то, что начиная с некоторого критического размера периода структуры, эффективная модуляция упругих констант приобретает вид доменов с четко выраженными стенками. Этот результат, скорее всего, имеет прямое отношение к ВТ, так как потеря устойчивости мембраны под действием сжимающей силы происходит начиная с некоторого критического размера области, к которой приложена сила (при заданной величине силы). Построение последовательной теории такой структуры чрезвычайно важно и для транспортных свойств системы, так как известно, что сильные статические деформации могут приводить к возникновению гигантских псевдомагнитных полей в графене [11]. Имеется также значительная экспериментальная активность в изучении пузырьков, возникающих при «приклеивании» графена к подложке (см. [12] и ссылку в этой работе). Свойства таких пузырьков определяются балансом между упругими силами и силами Ван-дер-Ваальса. Существующая в настоящее время теория (представленная в той же работе [12]), не учитывает критическое поведение графенной мембраны и потому может давать не только количественно, но и качественно неправильные ответы. Помимо экспериментов, описанных выше, существует также ряд других чрезвычайно интересных экспериментальных и численных результатов, которые пока остаются не вполне понятными. Например, до сих пор неясно, чему равен для графена один из важнейших параметров любого материала – коэффициент Пуассона (отношение поперечного сжатия при продольном растяжении). Теория, описывающая критическое поведение мембраны, предсказывает универсальное, отрицательное значение $-1/3$. Этот результат не подтверждается численными расчетами (см. подробный обзор в [13]), которые показывают, что коэффициент может быть как положительным, так и отрицательным, в зависимости от размера системы и приложенного напряжения. Детальные экспериментальные измерения этой величины также отсутствуют. Построение теории, позволяющей объяснить такое поведение, представляется очень важной задачей, так как коэффициент Пуассона, с одной стороны, отражает критические свойства мембраны, а с другой, его существенно проще измерить, чем критические индексы.

В настоящем докладе будет представлен обзор описанных выше экспериментов, а также недавних теоретических работ, посвященных описанию кри-

тического повеления кристаллических мембран на основе графена, в том числе работ [13,14], где развита предварительная теория коэффициента Пуассона в кристаллической мембране общего вида с акцентом на приложение к графену.

Работа поддержана проектом РНФ14-42-00044.

Литература

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Статистическая физика, Часть 1. – М.: Наука, Физ.-мат. лит. (1976).
2. D. Nelson, T. Piran, S. Weinberg (Eds.) *Statistical Mechanics of Membranes and Surfaces* (World Scientific, Singapore, (1989).
3. I.V. Gornyi, V.Yu. Kachorovskii, A.D. Mirlin, «Rippling and crumpling in disordered free-standing graphene», *Phys. Rev. B* 92, 155428 (2015).
4. I.S. Burmistrov, I.V. Gornyi, V.Yu. Kachorovskii, M.I. Katsnelson, A.D. Mirlin. Quantum elasticity of graphene: Thermal expansion coefficient and specific heat // *Phys. Rev. B* 94, 195430 (2016)
5. I.V. Gornyi, V.Yu. Kachorovskii, A.D. Mirlin. Anomalous Hooke's law in disordered graphene // *2D Materials* 4, 011003 (2017)
6. R.J.T. Nicholl, H.J. Conley, N.V. Lavrik, I. Vlassioux, Y.S. Puzyrev, V.P. Sreenivas, S.T. Pantelides, K.I. Bolotin. The effect of intrinsic crumpling on the mechanics of free-standing graphene // *Nature Communications* 6: 8789 (2015).
7. J.H. Los, A. Fasolino, M. I. Katsnelson. Scaling Behavior and Strain Dependence of In-Plane Elastic Properties of Graphene // *Phys. Rev. Lett.* 116, 015901 (2016)
8. C.R. Woods, L. Britnell, A. Eckmann, R.S. Ma, J.C. Lu, H.M. Guo, X. Lin, G.L. Yu, Y. Cao, R.V. Gorbachev, A.V. Kretinin, J. Park, L.A. Ponomarenko, M.I. Katsnelson, Yu.N. Gornostyrev, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Casiraghi, H.-J. Gao, A.K. Geim, K.S. Novoselov. Commensurate–incommensurate transition in graphene on hexagonal boron nitride // *Nature Physics* 10, 451–456 (2014)
9. M. M. van Wijk, A. Schuring, M.I. Katsnelson, A. Fasolino. Moiré Patterns as a Probe of Interplanar Interactions for Graphene on h-BN // *Phys. Rev. Lett.* 113, 135504 (2014)
10. C.R. Woods, F. Withers, M.J. Zhu, Y. Cao, G. Yu, A. Kozikov, M. Ben Shalom, S.V. Morozov, M.M. van Wijk, A. Fasolino, M.I. Katsnelson, K. Watanabe, T. Taniguchi, A.K. Geim, A. Mishchenko, K.S. Novoselov. Macroscopic self-reorientation of interacting two-dimensional crystals // *Nature Communications* 7, Article number: 10800 (2016).

Осцилляции магнетосопротивления двумерного электронного газа, индуцированные терагерцовым излучением

З.Д. Квон¹, Т. Herrmann², I.A. Dmitriev², Д.А. Козлов¹, В.В. Бельков³, S.D. Ganichev²

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, пр.Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

² Terahertz Center, University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany

³ ФТИ им. Иоффе, ул.Политехническая, 2, Санкт-Петербург, 194021.

Представлен обзор работ по исследованию индуцированных терагерцовым излучением осцилляций магнетосопротивления (МС) двумерного электронного газа (ДЭГ) в AlGaAs/GaAs гетероструктурах и квантовых ямах. Показано, что эти осцилляции имеют объемную природу. Установлены их основные свойства в зависимости от поляризации и мощности терагерцового излучения.

Введение

Одним из замечательных явлений, открытых в двумерных электронных системах в последние два десятилетия, являются индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнетосопротивления (MIRO) [1], которые при определенных условиях демонстрируют состояния с нулевым сопротивлением [2]. Подавляющее число работ в этом направлении ограничены микроволновым диапазоном (1 ГГц – 250 ГГц), хотя вопрос об их изучении в терагерцовом диапазоне представляет несомненный интерес. Представляемый цикл работ показывает, что в ДЭГ наряду с осцилляциями МС, индуцированными микроволновым излучением, существуют аналогичные по физической природе осцилляции МС, индуцированные уже в терагерцовом диапазоне частот 0.6 ТГц – 1.07 ТГц (TIRO). Их детальное изучение позволило решить ряд принципиальных вопросов, связанных с механизмами формирования осцилляций МС в ДЭГ, индуцируемых электромагнитным излучением.

Эксперимент

В качестве экспериментальных образцов служили холловские мостики шириной 50 μm и расстоянием между потенциометрическими контактами 350 μm и диски Корбино с внутренним диаметром 0.65 мм и внешним – от 2 мм до 10 мм, изготовленные на основе GaAs квантовых ям различной толщины, содержащие ДЭГ с высокой ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$) электронной концентрацией и подвижностью (10^5 – 10^6) $\text{см}^2/\text{Вс}$. Эксперимент проводился в диапазоне температур 1.9 К – 10 К и в магнитных полях до 2 Т. В качестве источников терагерцового излучения слу-

жили субмиллиметровые лазеры непрерывного излучения мощностью (10 мВт – 100 мВт) и частотой (0.69 ТГц – 1.63 ТГц) и импульсного – мощностью до 10^4 Вт и частотой (0.6 ТГц – 1.07 ТГц).

Основные результаты

1. Показано, что осцилляции МС в ДЭГ, индуцированные терагерцовым излучением (TIRO), полностью родственны MIRO.

2. Установлено, что в формировании TIRO отсутствуют контактные эффекты и тем самым доказана их объемная природа. Проведен эксперимент по влиянию знака циркулярной поляризации терагерцового излучения на поведение TIRO и получено однозначное доказательство практически полного отсутствия их поляризационной зависимости. Более того, найдено, что также ведет себя фотопроводимость, обусловленная циклотронным резонансом.

3. Обнаружено, что рост мощности терагерцового излучения на 5-6 порядков не ведет к подавлению осцилляций МС из-за эффектов разогрева ДЭГ: их амплитуда растет до величин, сравнимых с величиной темновой проводимости, при увеличении мощности до 10 Вт, а с дальнейшим ее ростом выходит на насыщение. Индуцированные мощным терагерцовым излучением осцилляции также имеют объемную природу и не зависят знака циркулярной поляризации.

Литература

1. M.A. Zudov et al. // PRB, V. 64, 201311(R) (2001).
2. R. Mani et al. // Nature, V.240, 646 (2002),
3. M.A. Zudov et al. // PRL, V.90, 046807 (2003).

Влияние параметров канального слоя на электрофизические и структурные параметры рНЕМТ-гетероструктур (Al-In-Ga)As, выращенных методом МОГФЭ

Э.А. Коблов^{1, 2, *}, М.В. Ревин¹, Д.С. Смотрин¹, В.А. Иванов¹, Е.В. Демидов², М.Н. Дроздов², П.А. Юнин², Л.Д. Молдавская², В.И. Шашкин²

¹ АО «НПП «Салют», Нижний Новгород, ул. Ларина, д. 7, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия.

* edwardkoblov@gmail.com

Исследовано влияние параметров канального слоя на электрофизические и структурные свойства рНЕМТ-гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs, выращенных методом металлоорганической газозфазной эпитаксии с применением высокочистых исходных материалов, изготовленных в АО «НПП «Салют». Экспериментально получены зависимости параметров двумерного электронного газа (ДЭГ) в зависимости от состава и толщины канального слоя.

Введение

Гетерозпитаксиальные полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов (рНЕМТ – pseudomorphic high electron mobility transistor), изготовленные из псевдоморфных гетерозпитаксиальных структур на основе полупроводниковых твердых растворов (Al, In, Ga)As, занимают ведущее положение среди сверхвысокочастотных (СВЧ) полупроводниковых приборов [1-2].

В работе [3] показана возможность получения методом металлоорганической газозфазной эпитаксии рНЕМТ структур по параметрам не уступающим аналогичным структурам полученным методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Дальнейшие шаги по оптимизации конструкции транзисторов для повышения параметров двумерного электронного газа (ДЭГ) сделаны в данной работе: проведено исследование влияния параметров канального слоя (состава и толщины) на концентрацию и подвижность носителей в канале.

Эксперимент

Выращивание исследуемых образцов осуществляли на установке металлоорганической газозфазной эпитаксии с горизонтальным кварцевым реактором с индукционным нагревом при пониженном давлении. Рост проводился из металлоорганических соединений Ga(CH₃)₃, Al(CH₃)₃, In(CH₃)₃ и AsH₃ при давлении 100 мбар и температуре 670°C. Источником примеси n-типа выступала смесь моносилана

(SiH₄) с водородом. Все исходные вещества, используемые для роста структур произведены в АО «НПП «Салют». Были выращены тестовые рНЕМТ гетероструктуры с односторонним объёмным (селективным) легированием. Гетероструктуры содержали чередующиеся слои GaAs, Al_xGa_{1-x}As, In_yGa_{1-y}As. Мольная доля Al в слоях Al_xGa_{1-x}As составляла x = 0,27. Мольная доля In в канальном слое In_yGa_{1-y}As варьировалась в диапазоне от y = 0,115 до y = 0,24. Ширина квантовой ямы (КЯ) (In_yGa_{1-y}As) варьировалась от 8 до 11 нм. Толщина нелегированного спейсерного слоя Al_xGa_{1-x}As составляла 2,5 нм. Толщина сглаживающего слоя GaAs на границе между спейсерным слоем Al_xGa_{1-x}As и КЯ In_yGa_{1-y}As не превышала 1,5 нм.

Электрофизические свойства образцов (концентрация носителей заряда и их подвижность) исследовались путем измерения эффекта Холла методом Ван-дер-Пау. Структурные свойства образцов исследовались методами вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС, установка TOF SIMS 5), рентгеновской дифрактометрии (РД, дифрактометр Bruker D8 Discover) и фотолюминесценции (ФЛ).

Результаты и обсуждение

В ходе исследований установлено, что увеличение мольной доли In в канальном слое до 20,5 % позволяет повысить концентрацию при незначительном уменьшении подвижности носителей заряда. Дальнейшее повышение концентрации In в канале приводит к резкому снижению как концентрации, так и

подвижности ДЭГ (рис. 1). Данный эффект связан с нарушением структурного качества канального слоя при данной концентрации In и толщине слоя, что подтверждается данными рентгеновской дифрактометрии и фотолюминесценции. Уменьшение толщины канального слоя приводит к улучшению транспортных характеристик ДЭГ (рис. 2).

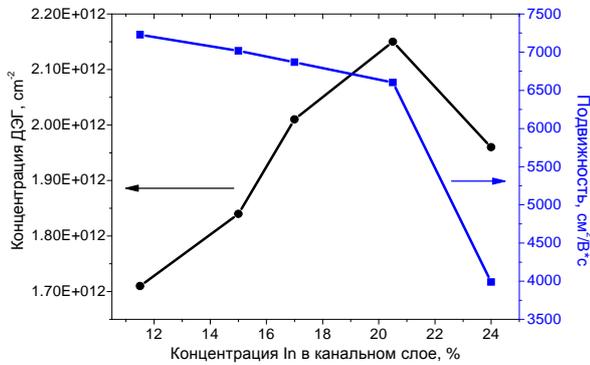


Рис. 1. Зависимость параметров ДЭГ от концентрации In в канальном слое при толщине 12 нм

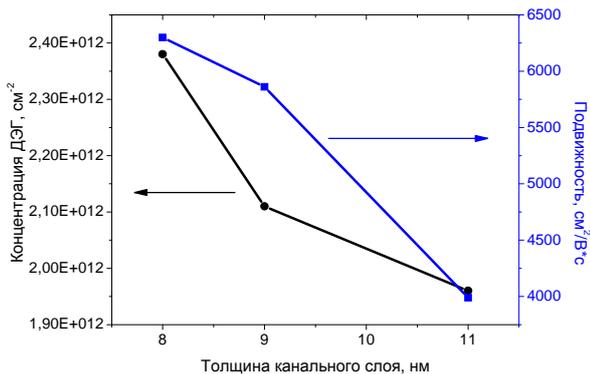


Рис. 2. Зависимость параметров ДЭГ от толщины канального слоя при значении состава $y = 24\%$

Для характеристики КЯ InGaAs при обработке и оптимизации режимов роста требуются методики неразрушающего контроля, позволяющие определять структурное качество выращенных эпитаксиальных слоев. Соответствующие методики, основывающиеся на РД и ФЛ измерениях, были отработаны на серии образцов КЯ InGaAs различной толщины и состава. При подгонке данных РД использовался параметр «мозаичности», включающий в себя статический фактор Дебая-Валлера, характеризующий дефектность гетероэпитаксиального слоя. Методом ФЛ оценивалась ширина пика ФЛ квантовой ямы. Был использован следующий параметр, характеризующий максимальную величину упругих напряжений в КЯ: произведение толщины слоя на концентрацию In – $D \times X$ [нм·%]. На рис. 3

приведены значения мозаичности и ширина пика ФЛ в зависимости от параметра $D \times X$.

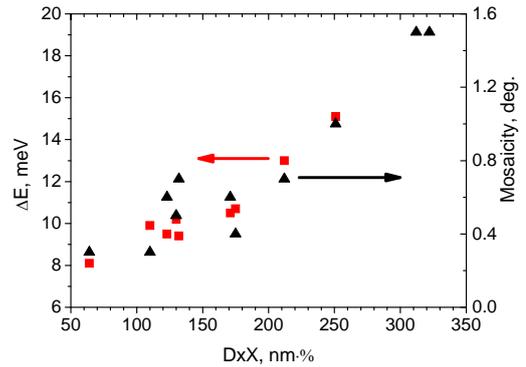


Рис. 3. Зависимость ширины пика ФЛ и «мозаичности» квантовой ямы InGaAs от параметра $D \times X$

Видно, что данные РД и ФЛ коррелируют. Сравнение результатов характеристики качества канального слоя независимыми методами позволило в дальнейшем ограничиться только рентгенодифракционными измерениями для более сложных рНЕМТ структур. Было показано, что для рНЕМТ гетероструктур параметр «мозаичности» коррелирует с электрофизическими характеристиками структур. При параметре мозаичности больше $0,8^\circ$ наблюдается деградация транспортных характеристик ДЭГ. Значения состава и толщины слоя InGaAs, определенные методом РД соотносятся с результатами послойного ВИМС анализа рНЕМТ структур.

Заключение

В ходе исследований установлены режимы роста структур, позволяющие достичь оптимальных значений концентрации и подвижности носителей в канале. Оптимизация режимов роста и параметров гетероструктур необходима для контролируемого изготовления приборных структур с заданными свойствами. В работе использовано оборудование центра коллективного пользования «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. C. Gaquiere, J. Grünenütt, D. Jambon et al. // IEEE Electron. Dev. Lett., V. 26, 533 (2005).
2. C.S. Wu, F. Ren, S.J. Pearton et al. // IEEE Trans. Electron. Dev., V. 42, 1419 (1995).
3. М.В. Ревин, Э.А. Коблов, Д.С. Смотриин и др. // Нано- и микросистемная техника, №11, 649 (2017).

Резонансные туннельные контакты для гетероструктур AlAs/GaAs с пролётными эффектами

В.А. Козлов^{1,2*}, Д.Г. Павельев^{2,§}, В.А. Вербус^{1,3}, С.В. Оболенский², Е.С. Оболенская²

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

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 607680

³ НИУ Высшая Школа Экономики, Б. Печёрская, 25/12, Нижний Новгород, 603155

* kozlov@ipm.sci-nnov.ru, § pavelev@rf.unn.ru

В работе были рассмотрены туннельные контакты для устройств терагерцового диапазона частот. На основе квантовой модели транспорта электронов был рассчитан дизайн гетероструктур, который позволит повысить быстродействие таких устройств.

Освоение ТГц диапазона частот требует наличие источников и приемников излучения, которые могут перестраиваться в широком диапазоне частот 1-10 терагерц и работают при комнатной температуре. С этой целью были разработаны и апробированы разнообразные дизайны квантовых каскадных лазеров (ККЛ), как с использованием разных гетероструктур, так и с использованием разных типов переходов электронов между уровнями: например зона-зона и зона-континуум. Для применения ККЛ в спектроскопии высокого разрешения и других областях науки и техники необходимым условием является наличие источника излучения с достаточно узким спектром и точным электронным управлением частотой излучения.

Используемый в настоящее время способ получения узкой линии излучения заданной частоты в терагерцовом (ТГц) диапазоне – это умножение частоты от внешнего высокостабильного низкочастотного опорного генератора (синтезатора частот), с помощью умножителей и смесителей частоты. За рубежом для этой цели применяются диоды с барьером Шоттки (ДБШ), их цепочки или матрицы.

Надо заметить, что уход в ТГц диапазон частот, требует как высокой выходной мощности низкочастотного опорного генератора, так и высокой эффективности умножения, однако эти параметры у ДБШ быстро уменьшаются с увеличением рабочей частоты более чем 1 ТГц. В нашей стране для решения этой проблемы, были предложены [1] и экспериментально исследованы умножители и смесители на основе полупроводниковых сверхрешеток

GaAs/AlAs. Оказалось, что параметры этих приборов лучше, чем у приборов на основе ДБШ.

Для изготовления диодов на основе гетероструктур AlAs/GaAs, со встроенными в них в процессе роста приконтактными слоями и сверхрешетками, нами использовалась технология молекулярно-лучевой эпитаксии, технология контактной литографии и технология обработки в водной среде. Для ввода электронов в сверхрешетку были сформированы переходные слои, состоящие из чередующихся слоёв AlAs и GaAs. Диаметр активных областей диодных структур составлял 1–1.5 мкм [2,3].

На примере гармонических смесителей ТГц диапазона было показано, что изготовленные по этим технологиям приборы на сверхрешетках превосходят лучшие приборы на ДБШ. В работе [3] была проведена оптимизация параметров рабочей области сверхрешетки для диодов терагерцового диапазона частот. Для дальнейшего улучшения параметров диодов, требуется уменьшить паразитную ёмкость и сопротивление подводящих контактов. Для этой цели в настоящей работе предложено использовать резонансно туннельные контакты, см. Рис.1.

Резонансно туннельные контакты состоят из эмиттера (входной контакт) и экстрактора (выходной контакт) для электронов, поступающих в рабочую область гетероструктуры. Дизайн рабочей области гетероструктуры разработан таким образом, что в ней возникает высокочастотная отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) на терагерцовых частотах.

Высокочастотная ОДП может быть получена в разных физических системах: квантово каскадных лазерах, сверхрешетках, прелетная ОДП и др. Однако, с повышением частоты, требования к контактам резко возрастают, так что эти требования являются определяющими для получения генерации в ТГц диапазоне.

В настоящей работе использована квантовая модель транспорта электронов через резонансные туннельные контакты, которые могут быть изготовлены на основе слоёв AlAs и GaAs в едином ростовом процессе. Рассчитан дизайн гетероструктур, который даст возможность повысить быстродействие приборов, использующих такие контакты. Это даст возможность изготовить гетероструктуры для нелинейных терагерцовых диодов с параметрами, превышающими существующий мировой уровень.

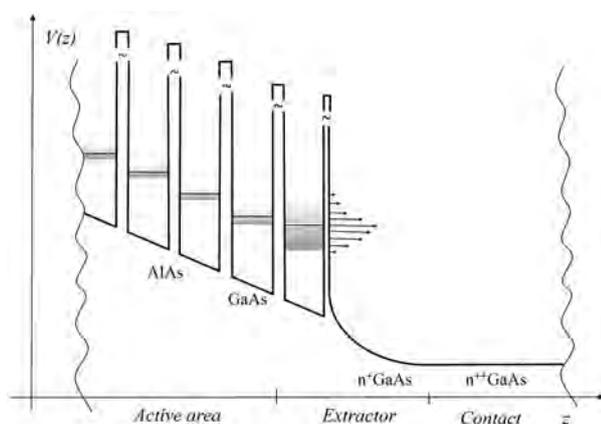


Рис. 1. Профиль потенциального барьера $V(z)$ каскадной гетероструктуры с отрицательной высокочастотной проводимостью

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований #15-02-07935 а, # 18-42-520039 p_a.

Литература

1. Д.Г. Павельев, Н.В. Демарина, Ю.И. Кошуринов, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, А.Е. Жуков, В.М. Устинов. Характеристики планарных диодов терагерцового диапазона частот на основе сильнолегированных GaAs/AlAs сверхрешеток // ФТП. 2004. Т. 38. Вып. 9. С. 1141-1146.
2. Д.Г. Павельев, А.П. Васильев, В.А. Козлов, Е.С. Оболенская, С.В. Оболенский, В.М. Устинов. Оптимизация параметров сверхрешетки для диодов терагерцового диапазона частот // Материалы XXI Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», 13–16 марта 2017, Нижний Новгород, т. 2, стр. 686.
3. D.G. Pavelyev, A.P. Vasilev, V.A. Kozlov, E.S. Obolenskaya, S.V. Obolensky, V.M. Ustinov. Increase of Self-Oscillation and Transformation Frequencies in THz Diodes // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, (2018), vol 8, issue 2.

Длинноволновая примесная фотолюминесценция из объемных $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ пленок и гетероструктур $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{HgTe}$ с квантовыми ямами

Д.В. Козлов^{1,2*}, В.В. Румянцев^{1,2}, С.В. Морозов^{1,2}, А.М. Кадыков^{1,5}, М.А. Фадеев¹, В.С. Варавин³, Н.Н. Михайлов^{3,4}, С.А. Дворецкий^{3,4}, В.И. Гавриленко^{1,2}, Ф. Терре⁵

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

²Нижегородской государственной университет им. Лобачевского, Нижний Новгород.

³Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск.

⁴Новосибирский государственный университет, Новосибирск.

⁵Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier II, Montpellier, France

* dvkoz@ipmras.ru

Измерены спектры длинноволновой фотолюминесценции $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ пленок и гетероструктур $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{HgTe}$ с квантовыми ямами. Выявлены особенности в спектр, связанные с захватом дырок из валентной зоны на состояния вакансий ртути. Обнаружена немонотонная зависимость интенсивности длинноволновой особенности в спектр от температуры. Эта немонотонность может быть связана с резким увеличением числа акцепторных центров, участвующих в фотолюминесценции.

Введение

Одной из проблем при создании приемников высокой чувствительности для дальнего инфракрасного диапазона длин волн на основе эпитаксиальных пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (КРТ), является существенное влияние примесных и дефектных центров на времена межзонной рекомбинации. Состояния таких центров в КРТ структурах исследуются на протяжении четырех десятилетий. Так, в ранних работах в слоях КРТ были обнаружены состояния вблизи края валентной зоны (акцепторные центры), однако происхождение обнаруженных уровней до сих пор остается не выясненным. Известно, что наиболее распространенный акцептор в КРТ структурах – вакансия ртути – является двухвалентным. Такой акцепторный центр может находиться в следующих зарядовых состояниях: A^{-2} -центр – полностью ионизованный акцептор, к которому не присоединено ни одной дырки, A^{-1} -центр – к акцептору присоединена одна дырка, и нейтральный A^0 -центр – акцептор с которым связано две дырки. В предыдущей работе [1] была исследована фотопроводимость (ФП) КРТ структур с различной долей кадмия в твердом растворе. Были обнаружены особенности в спектре ФП – полосы излучения с энергиями квантов до 100 см^{-1} (полоса 1), $130 - 170 \text{ см}^{-1}$

(полоса 2) и около $220 - 270 \text{ см}^{-1}$ (полоса 3). В работе показано, что длинноволновые полосы 1 и 2 в спектре ФП связаны с ионизацией вакансии ртути, полоса 1 возникает при отрыве первой дырки от такого акцептора (при ионизации A^0 -центра), а полоса 2 – при отрыве второй дырки (при ионизации A^{-1} -центра).

В настоящей работе впервые наблюдалась в объемных КРТ структурах и в гетероструктур $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{HgTe}$ с квантовыми ямами примесная фотолюминесценция (ФЛ) в дальнем инфракрасном диапазоне.

Спектры ФЛ и интерпретация

Измерены спектры $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ – пленок с долей кадмия в растворе $x = 0.19$ в широком диапазоне температур: от 4.2 до 100 К и гетероструктуры $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}/\text{HgTe}$ с $d_{\text{HgTe}} = 48 \text{ \AA}$ $d_{\text{HgCdTe}} = 200 \text{ \AA}$. Исследуемые объемные пленки имели проводимость n-типа. Исследования ФЛ проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. в режиме пошагового сканирования.

Во всех измеренных спектрах как объемных КРТ пленок, так и гетероструктур с квантовыми ямами

присутствует мощная длинноволновая полоса ФЛ, соответствующая энергиям квантов излучения до 100 cm^{-1} , а также полоса излучения с энергиями квантов $130\text{-}190 \text{ cm}^{-1}$ (см рис.1, 2).

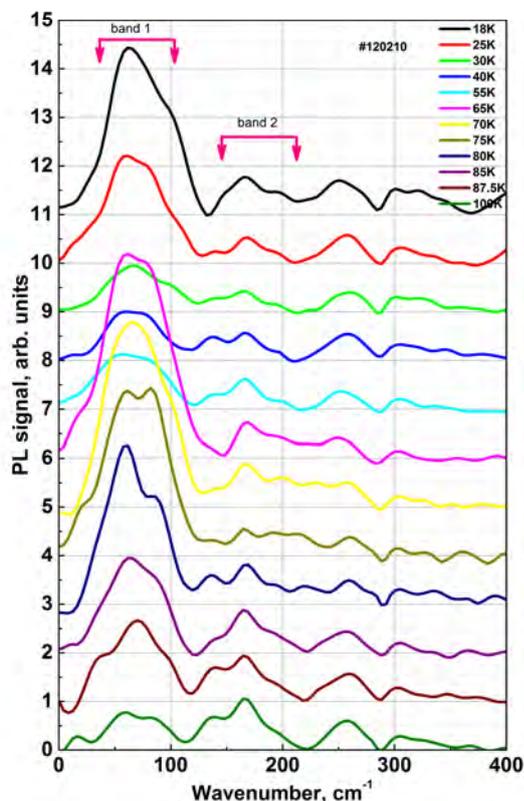


Рис. 1. Спектры ФЛ образца #120210 – объемной $\text{Hg}_{0.81}\text{Cd}_{0.19}\text{Te}$ пленки, измеренные при разных температурах

Отметим, что положение этих особенностей в спектрах ФЛ совпадает с положением полос 1 и 2 в спектрах ФП объемных КРТ пленок из работы [1], связанных, как было показано в этой работе, с ионизацией вакансий ртути.

Исходя из этого, естественно связать обнаруженные в настоящей работе линии ФЛ, по крайней мере для спектров объемных слоев КРТ с захватом дырок из валентной зоны на состояния такой вакансии: полоса 1 ФЛ связана с захватом дырок на A^{-1} -центры, полоса 2 ФЛ связана с захватом дырок на A^{-2} -центры. Наблюдаемые полосы ФЛ при увеличении температуры сохраняли свое положение и ширину, при этом, интенсивность длинноволновой полосы 1 существенно менялась с ростом температуры: В спектре образца 120210 (объемная пленка с $x = 0.19$) при росте температуры до 40 К наблюда-

лся спад интенсивности, при дальнейшем увеличении температуры до 65 К сигнал ФЛ возрастает более чем в три раза (см. рис. 1.) При последующем увеличении температуры до 100 К интенсивность длинноволновой полосы ФЛ быстро падает. Ожидалось, что интенсивность ФЛ будет падать с ростом температуры из-за температурного гашения фотолюминесценции. Рост интенсивности длинноволновой полосы при повышении температуры от 40 до 65 К может быть связан с увеличением концентрации A^{-1} -центров, с захватами дырок на которые связано возникновение длинноволновой ФЛ. Отметим, что в равновесии все вакансии ртути являются A^{-2} -центрами. A^{-1} -центры в структуре возникают из-за подсветки, или благодаря температурному отрыву электронов от центров. Решение уравнения электронейтральности показало что при повышении температуры от 40 до 70 К резко возрастает концентрация A^{-1} -центров. Следует отметить, что длинноволновая полоса ФЛ 1 около 100 cm^{-1} , наблюдались в спектрах ФЛ гетероструктуры $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}/\text{HgTe}$ № 110611 Для полосы 1 также наблюдалась немонотонная зависимость интенсивности сигнала от температуры (см. рис. 2).

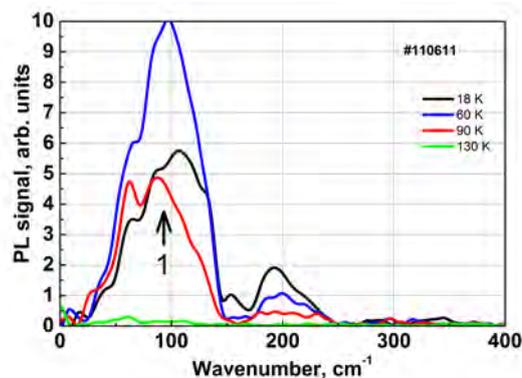


Рис. 2. Спектры ФЛ гетероструктуры $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}/\text{HgTe}$ № 110611 $d_{\text{HgTe}} = 48 \text{ \AA}$ $d_{\text{HgCdTe}} = 200 \text{ \AA}$ измеренные при нескольких значениях температурах

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект № 17-12-01360), РФФИ (№№ 17-02-00898, 16-32-60172) и Министерства образования и науки РФ (грант МК-4399.2018.2) и при использовании оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур"

Литература

1. V.V. Rumyantsev et al. // Semicond. Sci. Technol. **32** (2017) 095007 (9pp).

Расчеты состояний многозарядных примесно-дефектных центров в эпитаксиальных слоях $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Д.В. Козлов^{1, 2*}, В.В. Румянцев^{1, 2}, С.В. Морозов^{1, 2}, А.М. Кадыков¹, М.А. Фадеев¹

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

²Нижегородской государственной университет им. Лобачевского, Нижний Новгород.

*dvkoz@ipmras.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 фотолюминесценции квантовой ямы при резонансном оптическом возбуждении экситонного перехода в соседней более узкой квантовой яме.

Введение

Одной из проблем при создании приемников высокой чувствительности для дальнего инфракрасного диапазона длин волн на основе эпитаксиальных пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (КРТ), является существенное влияние примесных и дефектных центров на времена межзонной рекомбинации. Состояния таких центров в КРТ структурах исследуются на протяжении четырех десятилетий. Так, в ранних работах в слоях КРТ были обнаружены состояния вблизи края валентной зоны (акцепторные центры). Также в ряде работ [например, 1] представлены результаты по наблюдению в спектрах фотолюминесценции и модуляционной спектроскопии переходов между глубокими примесно – дефектными центрами и мелкими акцепторными уровнями вблизи потолка валентной зон. В этих работах исследовались нелегированные КРТ пленки с остаточной проводимостью n – типа. На рисунке символами представлены данные, взятые из работы [1] показывающие положения линий, связанных с такими переходами при различных значениях доли кадмия в твердом растворе. За начало отсчета энергии взят потолок валентной зоны. Положение длинноволновой особенности в представленных в [1] спектрах (треугольники на рисунке) мало меняется при изменении состава. Следовательно, состояния, переходы с которых ответственны за образование этой особенности, привязаны к валентной зоне, и являются глубокими акцепторными уровнями. Другие особенности (квадраты и кружки на рисунке) при росте доли

кадмия в растворе “следуют” за краем зоны проводимости, т.е. состояния оптические переходы с которых образуют эти линии в спектре привязаны к зоне проводимости и являются уровнями донорных центров. Следует отметить, что до сих пор не выяснена природа описанных выше глубоких центров.

Возможное происхождение глубоких центров в КРТ

Дефекты в КРТ слоях возникают из-за слабости химической связи Hg – Te. Это вакансии ртути, являющиеся двухзарядными акцепторами, антиструктурный теллур – атом теллура встраивается в подрешетку ртути, дефект, упоминающийся в ряде работ, является четырехзарядным донором, и, наконец, нигде до настоящего времени не упоминающаяся антиструктурная ртуть – атом ртути встраивается в подрешетку теллура. Этот дефект является четырехзарядным акцептором. В настоящей работе проведен расчет основных состояний четырехзарядных акцепторов и доноров в приближении эффективной массы.

Расчет энергий состояний многозарядных центров в КРТ

Расчет приводился методом, аналогичным представленному в [2] для расчета состояний вакансий ртути. Основное состояние акцепторного центра является четырехкратно вырожденным, и на таком состоянии в случае четырехзарядного акцептора могут находиться четыре дырки.

Следует отметить, что четырехмерные волновые вектор-функции дырок, находящиеся на основном уровне энергии отличаются перестановкой компонент таких векторов.

Основное состояние донора является вырожденным двукратно, и на нижнем уровне могут находиться только два электрона, а два других – на возбужденном. Таким образом, состояния только двух нижних электронов на четырехзарядном центре являются глубокими. Многочастичные состояния примесно – дефектных центров рассчитывали используя метод самосогласованного поля Хартри – каждая частица двигалась в поле иона центра и других частиц. Подробно процедура такого расчета описана в [2]. Многозарядные акцепторы и доноры могут находиться в нескольких зарядовых состояниях, которые будем обозначать следующим образом: A_n^i - буква A или D – донорный или акцепторный центр соответственно, нижний индекс – максимальный заряд центра, верхний индекс – заряд центра, зависящий от того, сколько частиц присоединено к донору или акцептору.

Результаты расчета и сравнение с экспериментальными данными из ранних работ

На рис. 1 красные линии показывают рассчитанные зависимости от доли кадмия в твердом растворе энергий переходов электронов с состояний глубоких центров четырехзарядных доноров на мелкие состояния вакансии ртути, синяя линия - энергия перехода с донорных уровней в валентную зону, зеленые кривые – переходы дырок с состояний четырехзарядных акцепторов в валентную зону. Видно, что расчет удовлетворительно описывает экспериментальные данные из работы [1]. Также следует отметить, длинноволновая особенность (треугольники на рис. 1) связаны с переходами с глубоких акцепторных центров в валентную зону, коротковолновые особенности обусловлены состояниями, привязанными к зоне проводимости, т.е. состояниями донорных центров.

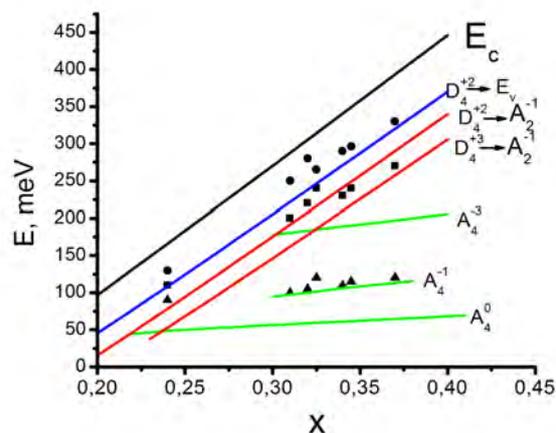


Рис. 1. Положение линий в спектрах фотолуминесценции и модуляционной спектроскопии из работы [1] (символы) и рассчитанные энергии оптических переходов с участием глубоких центров (линии). За начало отсчета энергии взят потолок валентной зоны. 1 красные линии показывают рассчитанные зависимости от доли кадмия в твердом растворе энергий переходов электронов с состояний глубоких центров четырехзарядных доноров на мелкие состояния вакансии ртути, синяя линия - энергия перехода с донорных уровней в валентную зону, зеленые кривые – переходы дырок с состояний четырехзарядных акцепторов в валентную зону

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований 17-02-00898 и 16-02-00685

Литература

1. D.L. Polla, R.L. Aggarwal, J.A. Mroczkowski, J.F. Shanley, M.B. Reine // *Applied Physics Letters* **40**, 338 (1982)
2. V.V. Rumyantsev et al. // *Semicond. Sci. Technol.* **32** (2017) 095007

Расчеты состояний бора в алмазе

Д.В. Козлов^{1*}, В.Н. Шастин¹

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

* dvkoz@ipmras.ru

Расчитаны состояния бора в алмазе. Изучено влияние химического сдвига на возбужденные четные состояния такого акцептора.

Введение

Алмаз имеет кубически симметричную решетку. Ширина его запрещенной зоны составляет около 3 eV, а измеренная энергия ионизации бора, являющегося акцептором составляет 370 мэВ. Т.е. бор является в алмазе мелкой примесью и его состояния можно описывать с помощью приближения эффективной массы. Однако, сложность расчета состояний акцепторов в таком материале возникает из-за плохой определенности параметров валентной зоны. Также на энергию основного состояния бора должен оказывать существенное влияние химический сдвиг

Метод расчета

В настоящей работе был проведен расчет состояний бора в алмазе. Использовалось приближение эффективной массы, при этом кинетическая энергия дырок описывалась с помощью гамильтониана Латтинджера – Кона, в котором пренебрегли спин – орбитальным взаимодействием, поскольку величина спин – орбитального расщепления потолка валентной зоны для алмаза составляет около 6 мэВ, что в 60 раз меньше энергии ионизации мелкого акцептора в таком материале. Использовалось сферическое приближение, т.е. закон дисперсии дырок полагался изотропным. Для этого в элементах гамильтониана Латтинджера - Кона были заменены параметры γ_2 и γ_3 на $\gamma = (2\gamma_2 + 3\gamma_3)/5$ [1]. Значения параметров Латтинджера были взяты из [2]. Химический сдвиг описывался с помощью модельного потенциала существенного в окрестностях примесного иона. Такой потенциал выбирался, аналогично [3] в виде экранированного кулоновского потенциала точечного заряда:

$$e^2 \exp(-r/\lambda)/\epsilon r$$

При этом диэлектрическая проницаемость ϵ в этом потенциале и длина экранировки λ являлись подгонными параметрами. При расчетах состояний бора в алмазе, волновая функция акцептора разлагалась по базису из огибающих волновых функций свободных дырок, которые являются собственными функциями гамильтониана в отсутствие кулоновского потенциала. Подставляя такое разложение в уравнение эффективной массы, получаем интегральное уравнение для коэффициентов разложения, которое решали, заменяя интеграл дискретной суммой, как описано в [4].

Результаты расчетов

В табл. 1 представлены энергии связи основного и нижних возбужденных состояний, рассчитанные без учета химического сдвига. Видно, что согласно расчету без учета энергии ионизации основного состояния бора в алмазе составляет 255 мэВ. Варьируя параметры модельного потенциала, эту энергию довели до 370 мэВ. При этом энергия связи первого возбужденного нечетного состояния составляет 105 мэВ. Следует отметить, что сопоставление этого результата с экспериментальными данными для нижнего возбужденного состояния (80 мэВ) показывает, что выбор параметров Латтинджера из [2] оказался наилучшим. При выборе таких параметров из других известных работ рассчитанная энергия ионизации нижнего возбужденного состояния будет отличаться от измеренной в 2-3 раза. Видно из таблицы, что энергия связи первого возбужденного нечетного состояния при расчете с параметрами Латтинджера из [2] составляет 105 мэВ. Известно, что химический сдвиг на нечетные состояния практически не влияет, (волновая функция нечетного состояния имеет узел в месте расположения иона примеси), однако энергию всех s-подобных уровней химический сдвиг в разной степени меняет.

Таблица 1. Рассчитанные без учета химического сдвига энергии связи основного и нижних возбужденных состояний мелкого акцептора в алмазе

Состояние	Энергия связи, мэВ
основное, 1s – подобное	255
первое 2p - подобное	105
2s -подобное	91
второе 2p - подобное	72
третье 2p - подобное	48

Следует отметить, что выбор параметров модельного потенциала, описывающего химический сдвиг неоднозначен – можно так уменьшать его “глубину” (увеличивая диэлектрическую проницаемость в потенциале) и при этом увеличивать протяженность (длину экранировки), что энергия связи основного состояния не изменится. При этом изменяется энергия связи других s- подобных состояний.

Таблица 2. Рассчитанная энергия связи второго четного уровня бора в алмазе при различной протяженности (длине экранировки кулоновского потенциала точечного заряда λ) модельного потенциала, описывающего химической сдвиг. При этом глубина такого потенциала (диэлектрическая проницаемость) выбиралась так, чтобы энергия связи основного состояния составляла 370 мэВ

λ , А	Энергия связи, мэВ
без химического сдвига	91
5	98
7	101
10	106

В табл. 2 показано, как меняется энергия возбужденного 2s – состояния бора в алмазе при увеличении протяженности модельного потенциала, описывающего химический сдвиг. При этом параметры такого потенциала подбираются так, чтобы энергия связи основного состояния составляла 370 мэВ.

Расчет показал, что энергия связи нижнего возбужденного s- подобного состояния (назовем его вторым s- подобным) увеличивается при увеличении длины экранировки (и уменьшении “глубины” потенциала) модельного потенциала. Так при длине экранировки 5 А энергия связи такого состояния составляет 98 мэВ, при длине экранировки 7А – 101 мэВ, при длине 10А – 106 мэВ. Таким образом, энергия связи второго s- подобного уровня может оказаться больше энергии связи нижнего нечетного состояния, т.е. нижнее возбужденное состояние может быть четным.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, грант № 17-02-01325.

Литература

1. A. Baldereshi, N.O. Lipari // Phys. Rev. B. 1973. Vol. 8; №6. P. 2697-2709.
2. C.J. Rauch // Phys. Rev. Lett. 7, 83 (1961).
3. V.V. Rumyantsev et al. // Semicond. Sci. Technol. **32** (2017) 095007 (9pp)
4. В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.В. Козлов // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. № 6. С.1495-1502.

Электронны в квазиодномерных волноводах со спин-орбитальным взаимодействием и поперечной магнитной полоской

А.С. Козулин, А.И. Малышев, Н.Е. Курбакова

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

*SashaKozulin@yandex.ru

Исследованы связанные состояния и спин-зависимый транспорт носителей в квазиодномерном электронном волноводе со спин-орбитальным взаимодействием, характеризующимся коллинеарным эффективным магнитным полем, разделенном тонкой поперечной магнитной полоской. Получено точное решение стационарного уравнения Шредингера для случая, когда эффективное магнитное поле в каналах коллинеарно вектору обменного взаимодействия в магнитной полоске. Изучена структура резонансов Фано на зависимости кондактанса системы от энергии носителей при различной ориентации вектора обменного взаимодействия относительно направления эффективного магнитного поля.

Низкоразмерные системы со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) изучаются уже несколько десятилетий. За это время сформировалось целое направление физики конденсированного состояния вещества – спинтроника [1], в рамках которого, среди прочего, обсуждаются различные варианты создания приборов, ключевую роль в функционировании которых играют спиновые степени свободы носителей. Одним из перспективных направлений исследований в данной области является изучение транспортных свойств низкоразмерных электронных систем, характеризующихся дополнительной спиновой симметрией [2]. В таких системах связанное с СОВ эффективное магнитное поле зеемановского типа, зависящее от импульса электрона, является коллинеарным некоторому выделенному в пространстве направлению, на которое сохраняется проекция спина носителя. Ранее в работах [3, 4] были получены общие условия формирования коллинеарного эффективного магнитного поля в различных двумерных электронных системах с СОВ.

Данная работа посвящена изучению связанных состояний и спин-зависимого транспорта носителей в квазиодномерном электронном волноводе с СОВ, характеризующимся коллинеарным эффективным магнитным полем, разделенном тонкой поперечной магнитной полоской (рис. 1). Рассматриваемой системе может быть поставлен в соответствие следующий модельный гамильтониан:

$$\hat{H} = (\hbar^2(\hat{k}_x^2 + \hat{k}_y^2)/2m + V_C(y))\hat{\sigma}_0 + \hbar(\vec{Q}, \hat{S}_{\vec{n}})/m + ((\vec{J}, \hat{\sigma}) - U_0\hat{\sigma}_0)\delta(x), \quad (1)$$

где $V_C(y)$ – потенциал конфинмента, описывающий бесконечно глубокую яму ширины a в направлении оси y , $\hat{\sigma}_0$ – единичная матрица 2×2 , $\vec{Q} = \{Q_x, Q_y\}$ – «волшебный» вектор [4, 5] исходной двумерной электронной системы, определяемый параметрами СОВ, $\hat{\sigma} = \{\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z\}$ – вектор, составленный из матриц Паули, $\hat{S}_{\vec{n}} = \hbar(\vec{n}, \hat{\sigma})/2$ – оператор проекции спина на направление коллинеарного эффективного магнитного поля, заданное ортом $\vec{n} = \{\sin \theta_S \cos \varphi_S, \sin \theta_S \sin \varphi_S, \cos \theta_S\}$. Остальные обозначения традиционны.

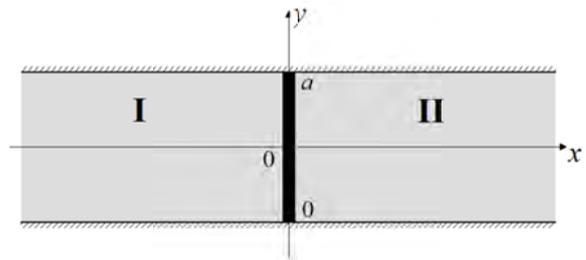


Рис. 1. Схематическое изображение квазиодномерного волновода ширины a с тонкой поперечной магнитной полоской

Последнее слагаемое гамильтониана (1), отвечающее за взаимодействие с тонкой магнитной полоской, содержит вектор $\vec{J} = J\{\sin \theta_J \cos \varphi_J, \sin \theta_J \sin \varphi_J, \cos \theta_J\}$, характеризующий полное обменное взаимодействие носителей заряда в волноводе с магнитными моментами атомов, составляющих магнитную полоску. При этом предполагается, что наличие тонкой полоски сопровождается также и δ -образным скачком потенциала $-U_0\delta(x)$.

Связанные состояния электронов в волноводе могут быть найдены аналитически в случае, когда

векторы \vec{n} и \vec{J} коллинеарны друг другу. Например, если они сонаправлены, то волновым функциям связанных состояний электронов

$$\psi_{n,\pm} = C_{\pm} \exp(\mp i(\vec{Q}, \vec{r})/2 - C_{\pm}^2 |x|) \phi_n(y) |\pm\rangle \quad (2)$$

соответствует энергетический спектр

$$E_{n,\pm} = \varepsilon_n - m(U_0 \pm J)^2 / 2\hbar^2 - \hbar^2 Q^2 / 8m, \quad n \in N. \quad (3)$$

Здесь $C_{\pm}^2 = m(U_0 \pm J) / \hbar^2$, $\phi_n(y) = \sqrt{2/a} \sin(\pi n y / a)$, $\varepsilon_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2ma^2$, $|\pm\rangle$ – собственные функции оператора $\hat{S}_{\vec{n}}$. Отметим, что решения, отвечающие нижнему знаку в формулах (2) и (3), существуют только при выполнении условия $U_0 > J$.

В произвольном случае энергетический спектр и волновые функции связанных состояний могут быть найдены численно. Их структура определяется соотношением между двумя энергетическими параметрами магнитной полосы U_0 и J , а также зависит от ориентации вектора обменного взаимодействия по отношению к направлению эффективного магнитного поля (см. рис. 2).

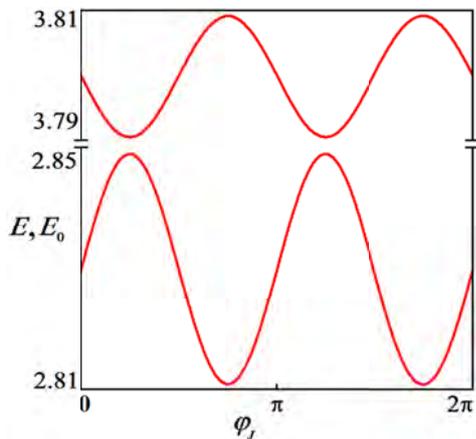


Рис. 2. Энергии связанных состояний электронов, отвечающих первой моде размерного квантования, как функции угла φ_J . Расчетные параметры соответствуют волноводу, сформированному вдоль направления [100] в [001] квантовой яме с равными параметрами Рашбы и Дрессельхауза. Здесь $\theta_s = \pi/2$ и $\varphi_s = 3\pi/4$, $a\vec{Q} = \{2, 2\}$, для полосы $\theta_j = \pi/2$, $U_0 = 2J = E_0$, где $E_0 = \hbar^2 / ma^2$

При рассмотрении спин-зависимого транспорта в многомоновом режиме на зависимостях кондактанса системы от энергии носителей в интервалах энергии вблизи открытия новых мод наблюдаются один или два провала, имеющие структуру резонансов Фано (рис. 3(а)). Их положение хорошо согласуется с уровнями энергии связанных состояний электронов, а ширина зависит от угла между векторами \vec{n} и \vec{J} . Так при стремлении направления век-

тора обменного взаимодействия к направлению эффективного магнитного поля ширина провалов уменьшается, становясь нулевой при коллинеарности этих векторов (рис. 3(б)). В этом случае можно говорить о коллапсе резонансов Фано [6].

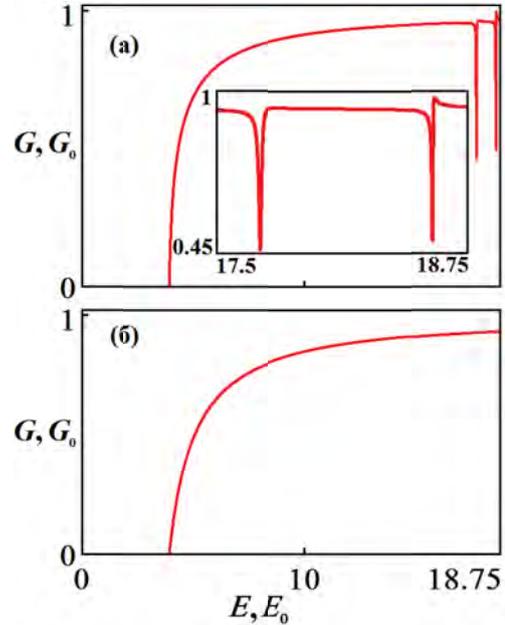


Рис. 3. Зависимость полного кондактанса G от энергии носителей E при различных значениях угла φ_J : (а) $\varphi_J = \pi/4$ ($\vec{J} \perp \vec{n}_s$), (б) $\varphi_J = 3\pi/4$ ($\vec{J} \uparrow \vec{n}_s$). Остальные параметры те же, что и для рис. 2. На вставке показан увеличенный фрагмент с провалами кондактанса, $G_0 = e^2/h$

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ в рамках выполнения проектной части госзадания № 3.3026.2017/ ПЧ.

Литература

1. Y. Xu, D.D. Awschalom, J. Nitta // Handbook of spintronics, Springer, New York (2016).
2. J. Schliemann // Rev. Mod. Phys., V. 89, 011001 (2017).
3. M. Kammermeier, P. Wenk, J. Schliemann // Phys. Rev. Lett., V. 117, 236801 (2016).
4. A.S. Kozulin, A.I. Malyshev, A.A. Konakov // J. Phys.: Conf. Series, V. 816, 012023 (2017).
5. B.A. Bernevig, J. Orenstein, S.-C. Zhang // Phys. Rev. Lett., V. 97, 236601 (2006).
6. Ч.С. Ким, А.М. Сатанин, Ю.С. Джо и др. // ЖЭТФ, Т. 116, В. 1(7), 263 (1999).

Индукцированная эффектом близости сверхпроводимость в краевом состоянии в InAs/GaSb двуслойной системе с инверсией зон

А. Кононов¹, В.А. Костарев¹, Б.Р. Семягин², В.В. Преображенский²,
М.А. Путьато², Е.А. Емельянов², Э.В. Девятон^{1S}

¹ Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

² Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

§ dev@issp.ac.ru

В данной работе мы экспериментально исследовали Андреевский транспорт через интерфейс между сверхпроводящим индием и краем двуслойной системы InAs/GaSb. Для изучения всех принципиально возможных режимов InAs/GaSb спектра, мы исследовали образцы с шириной InAs квантовой ямы 10 нм, 12 нм, и 14 нм. В тривиальном случае прямого спектра в образцах с узкой 10 нм ямой, дифференциальное сопротивление ведёт себя монотонно внутри сверхпроводящей щели. Для InAs/GaSb структур с инверсией зон (12 и 14 нм) мы наблюдаем дополнительные структуры в Андреевском сигнале при низких напряжениях, что может быть надёжно интерпретировано как проявление индуцированной эффектом близости сверхпроводимости в проводящем токонесящем состоянии на краю InAs/GaSb системы. Для образцов с 14 нм InAs квантовой ямой мы дополнительно наблюдаем особенности в сопротивлении внутри щели, напоминающие мезоскопические флуктуации, и демонстрируем их пороговое подавление в слабых магнитных полях.

Введение

Подобно квантовым ямам HgTe, двуслойные системы InAs/GaSb могут демонстрировать инверсный спектр [1]. При фиксированной толщине GaSb слоя 10 нм, увеличение ширины квантовой ямы InAs позволяет реализовать инверсный спектр в двуслойной системе InAs/GaSb, так что 10 нм InAs яма соответствует обычному прямозонному полупроводнику, 12 нм – топологическому изолятору, а 14 нм яма приводит к возникновению двумерного полуметалла [2,3]. Серьёзным преимуществом систем InAs/GaSb является высокая стабильность и пригодность для стандартных методов процессинга АЗ-Б5 полупроводниковых систем.

Инверсный спектр интересен прежде всего в силу возникновения токонесящих геликоидальных краевых состояний, в которых спин жёстко связан с направлением импульса. Такие состояния действительно были продемонстрированы для InAs/GaSb структур, хотя их природа всё ещё является предметом обсуждения [4]. Краевой транспорт является предметом специального интереса в областях с наведённой сверхпроводимостью. Данный интерес вызван первоначально поисками Майорановского фермиона, но постепенно превратился в самостоя-

тельное направление исследований [5,6,7]. В частности, ожидается проявление дополнительных энергетических масштабов, если Андреевский транспорт реализуется через промежуточное проводящее состояние [8].

Полученные результаты

В данной работе мы экспериментально исследовали Андреевский транспорт через интерфейс между сверхпроводящим индием и краем двуслойной системы InAs/GaSb. Для изучения всех принципиально возможных режимов InAs/GaSb спектра, мы исследовали образцы с шириной InAs квантовой ямы 10 нм, 12 нм, и 14 нм. В тривиальном случае прямого спектра в образцах с узкой 10 нм ямой, дифференциальное сопротивление ведёт себя монотонно внутри сверхпроводящей щели. Для InAs/GaSb структур с инверсией зон (12 и 14 нм) мы наблюдаем дополнительные структуры в Андреевском сигнале при низких напряжениях, что может быть надёжно интерпретировано как проявление индуцированной эффектом близости сверхпроводимости в проводящем токонесящем состоянии на краю InAs/GaSb системы. Для образцов с 14 нм InAs квантовой ямой мы дополнительно наблюдаем особенности в сопротивлении внутри

щели, напоминающие мезоскопические флуктуации, и демонстрируем их пороговое подавление в слабых магнитных полях.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-02-00405), и программ РАН.

Литература

1. C. Liu, T.L. Hughes, X.-L. Qi, K. Wang and S.-C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* 100, 236601 (2008).
2. K. Suzuki, Y. Harada, K. Onomitsu and K. Muraki // *Phys. Rev. B* 87, 235311 (2013).
3. L. Tiemann, S. Mueller, Q.-S. Wu et al. // *Phys. Rev. B* 95, 115108 (2017).
4. F. Nichele, H.J. Suominen, M. Kjaergaard et al. // *New J. Phys.* 18, 083005 (2016).
5. P. Adroguer, C. Grenier, D. Carpentier et al. // *Phys. Rev. B* 82, 081303(R), (2010).
6. C. Visani, Z. Sefrioui, J. Tornos et al. // *Nature Physics*, 8, 539 (2012).
7. A.D.K. Finck, C. Kurter, Y.S. Hor, D.J. Van Harlingen // *Phys. Rev. X* 4, 041022 (2014).
8. J. Wiedenmann, E. Liebhaber, J.s Kubert et al. *arXiv:1706.01638*.

Картирование проводимости монокристаллических алмазных подложек

С.А. Королёв^{1,*}, А.Н. Резник¹, Е.А. Суругегина¹, А.Н. Катруша², А.В. Колядин²,
В.И. Шашкин¹

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

² New Diamond Technology, ул. Воскова, д. 2, Санкт-Петербург, 197706.

*pesh@ipm.sci-nnov.ru

Исследована проводимость монокристаллических алмазных подложек методом микроволновой микроскопии. Выявлено, что подложки являются неоднородно проводящими с минимальным удельным сопротивлением для разных образцов $\rho_{\min} = 0.8 - 4.0$ кОм \times см. Характерный масштаб неоднородности составляет 2 – 4 мм, что сопоставимо с размером кристаллов. Показано, что при многократном использовании подложек для эпитаксии легированных структур возникает дополнительная проводимость по кромке образца.

В настоящее время активно ведутся исследования по созданию полупроводниковых приборов на основе алмаза. Одной из основных задач является совершенствование технологии монокристаллических алмазных подложек с целью увеличения размера кристаллов, улучшения их качества и снижения стоимости. Обычно применяемые подложки имеют латеральный размер 3 – 4 мм и содержат неоднородности миллиметрового и микронного масштаба, что делает необходимым использование методов микроскопии для изучения свойств получаемых образцов. В данной работе с помощью оригинального метода микроволновой микроскопии [1] исследуется проводимость алмазных подложек.

Образцы и метод исследования

Для исследования были выбраны монокристаллические алмазные подложки типа Па с ориентацией поверхности (001), произведённые компанией New Diamond Technology (г. Санкт-Петербург) методом НРТ (high pressure high temperature). Размеры подложек приведены в табл. 1. Подложки Sub1 – Sub6 не использовались для эпитаксии; подложка SS3 претерпела несколько ростовых циклов в реакторе МРАСVD (microwave plasma assisted chemical vapor deposition) с последующими операциями шлифовки и полировки для удаления осаждённых алмазных слоёв.

Исследование подложек проводилось методом ближнепольной сканирующей микроволновой микроскопии, который позволяет бесконтактным способом измерять сопротивление материалов и структур с субволновым разрешением. В наших измерениях

применялся микроскоп диапазона 1.3 – 1.4 ГГц с латеральной разрешающей способностью 85 мкм. Было реализовано двумерное сканирование проводимости вдоль поверхности образцов с шагом 0.5 мм. В каждой точке измерялось удельное сопротивление подложки $\rho(x,y)$ в соответствии с методикой, изложенной в [1,2]. Верхняя граница динамического диапазона измерения ρ микроскопа составляла ~ 7 кОм \times см.

Для подложек Sub5 и Sub6 сканирование было проведено с двух (лицевой и обратной) сторон с целью исследования неоднородности проводимости по глубине. Расчётное значение глубины зондирования использованного нами зонда составляет ~ 100 мкм, поэтому для подложек толщиной 0.3 – 0.5 мм (см. табл. 1) измерения проводимости на разных сторонах образца являются независимыми.

Таблица 1. Параметры подложек.

Подложка	Размер, мм ³	ρ_{\min} , кОм \times см	ρ_{\max} , кОм \times см
Sub1	4.0 \times 4.0 \times 0.4	2.9	>7
Sub2	4.0 \times 4.0 \times 0.5	2.7	5.3
Sub3	4.0 \times 4.0 \times 0.5	1.5	4.8
Sub4	3.5 \times 3.5 \times 0.5	4.0	>7
Sub5	3.5 \times 3.5 \times 0.5	1.6	>7
Sub6	3.5 \times 3.5 \times 0.5	0.8	3.6
SS3	3.0 \times 3.0 \times 0.3	0.04	3.2

Результаты и обсуждение

Проведённые исследования показали, что все подложки являются неоднородно проводящими с минимальным удельным сопротивлением неиспользованных для эпитаксии образцов Sub1 – Sub6 — $\rho_{\min} = 0.8 - 4.0$ кОм \times см, образца SS3 — $\rho_{\min} = 0.04$

кОм·см. Данные измерений приведены в табл. 1, где также указаны максимальные значения сопротивления ρ_{\max} для каждой подложки.

Характерные карты сопротивления алмазных подложек представлены на рис. 1 на примере лицевой и обратной сторон подложки Sub5. Масштаб, на котором сопротивление подложки меняется от минимального ρ_{\min} до максимального ρ_{\max} значения, сопоставим с размером подложки и лежит в диапазоне 2 – 4 мм для разных образцов. Стоит отметить, что структура проводимости неодинакова для разных подложек. В частности, более низкоомная область подложки может находиться как на краю, так и в центре пластины, окружённая более высокоомной областью. Это затрудняет диагностику проводимости стандартными методами. Например, при измерении сопротивления подложки с непроводящими краями и проводящей центральной частью с помощью контактов, расположенных по углам образца, будет сделан ошибочный вывод о том, что подложка непроводящая.

Для сопоставления карт сопротивления обратной и лицевой сторон подложки Sub5 соответствующие углы сторон помечены крестом. Видно, что сопротивление противоположных сторон отличается, что говорит о неоднородности проводимости по глубине подложки. При этом наблюдается корреляция структуры неоднородности сопротивлений на двух сторонах подложки. На рис. 1 низкоомная область, расположенная в левом нижнем углу лицевой стороны, соответствует правому нижнему углу обратной стороны с положительным градиентом сопротивления к противоположному углу (обозначенному крестом).

Многочисленное использование алмазной подложки в процессах эпитаксиального роста, обусловленное её высокой стоимостью, приводит к тому, что на боковых гранях осаждаётся алмазный слой, проводимость которого связана с предшествующими процессами. Этот факт подтверждается картой проводимости образца SS3, приведённой на рис. 2. После удаления эпитаксиальной плёнки путём шлифовки поверхности боковой слой остаётся и может влиять на результаты диагностики проводящих свойств эпитаксиальных слоёв, выращенных в последующих циклах использования подложки.

Проведённые исследования свидетельствуют о неоднородной проводимости подложек, которые не подвергались намеренному легированию. Это обстоятельство может играть существенную роль при разработке приборов алмазной электроники.

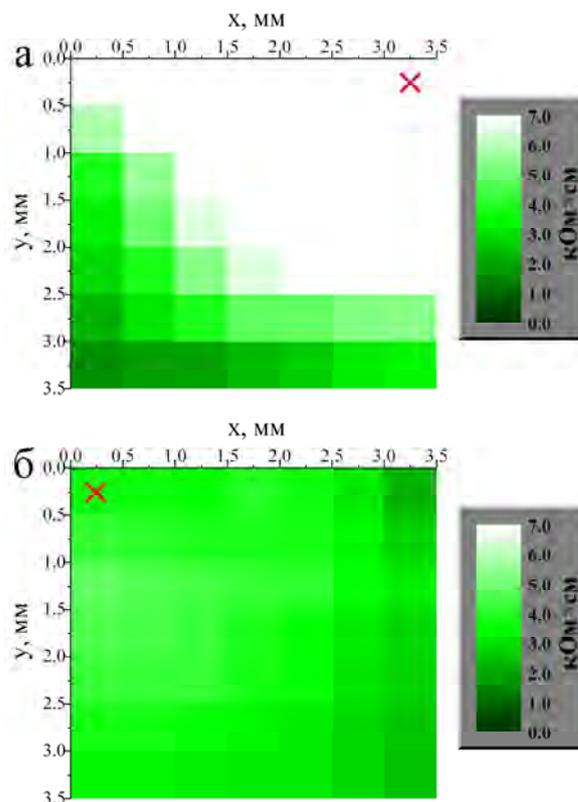


Рис. 1. Карта удельного сопротивления (а) лицевой и (б) обратной сторон подложки Sub5

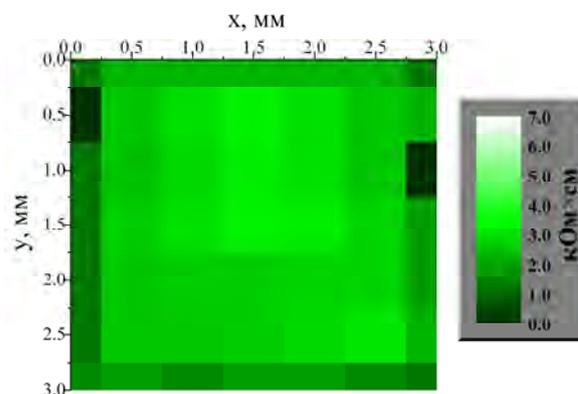


Рис. 2. Карта удельного сопротивления подложки SS3

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-00914) в части развития и применения метода микроволновой микроскопии и РНФ (проект № 17-19-01580) в части подготовки подложек и проведения эпитаксии.

Литература

1. A.N. Reznik, S.A. Korolyov // J. Appl. Phys., V. 119, 094504 (2016).
2. A.N. Reznik, S.A. Korolyov, M.N. Drozdov // J. Appl. Phys., V. 121, 164503 (2017).

Эффекты пространственной дисперсии в симметричных и асимметричных полупроводниковых гетероструктурах

Л.В. Котова^{1,2}, В.Н. Кац¹, А.В. Платонов¹, В.П. Кочерешко¹, Л.Е. Голуб¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург.

² Университет ИТМО, С.-Петербург.

* kotova@mail.ioffe.ru

Экспериментально и теоретически исследованы эффекты пространственной дисперсии в области экситонных резонансов: линейных по волновому вектору, то есть гиротропии, а также билинейных по волновому вектору и магнитному полю, то есть эффектов магнитоиндуцированной пространственной дисперсии. В геометрии на отражение такие оптические явления могут наблюдаться экспериментально по конверсии поляризации света.

Введение

В настоящей работе экспериментально исследованы эффект естественной оптической активности в симметричных полупроводниковых квантовых ямах, а также магнитоиндуцированной пространственной дисперсии в асимметричных полупроводниковых ямах. Экспериментально измерялась степень конверсии поляризации отраженного света. Показано, что магнито-пространственная дисперсия возникает из-за асимметрии структуры квантовой ямы. Эффект резонансно усиливается вблизи экситона с тяжелой дыркой. Микроскопически магнитоиндуцированная пространственная дисперсия вызвана смещением тяжелых и легких дырочных состояний в квантовой яме, обусловленного как орбитальным воздействием магнитного поля, так и движением в плоскости ямы.

Результаты и обсуждение

Показано, что конверсия поляризации отраженного света от симметричных гетероструктур с одиночной квантовой ямой обусловлена двулучепреломлением структуры и спин-орбитальным расщеплением состояний легкой дырки. Последнее вызвано объемной инверсионной асимметрией (ВИА) и проявляется в виде эффективного магнитного поля, которое приводит к изменению поляризации света аналогично реальному полю в магнитооптическом эффекте Керра. Такое эффективное магнитное поле линейно по компонентам волнового вектора света в плоскости ямы, что приводит к чувствительности поляризации отраженного света к направлению падения. Зависимость поляризации отраженного

света от угла падения (см. рисунок 1а), а значит и от волнового вектора в плоскости является демонстрацией оптической активности квантовых ям [1].

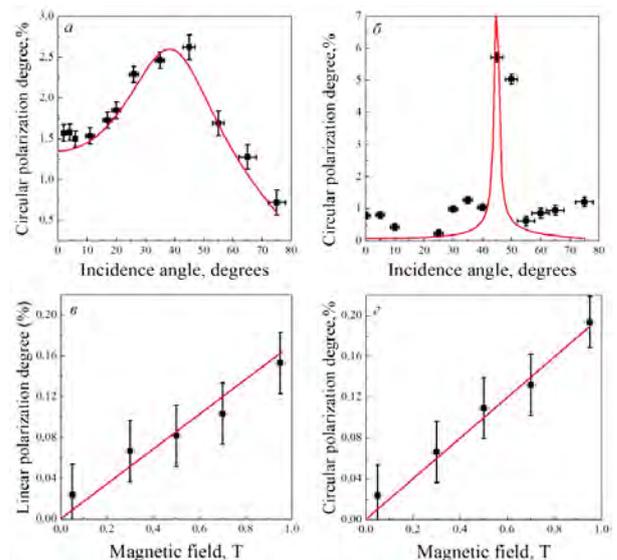


Рис. 1. Зависимость от угла падения света на симметричную структуру с КЯ степени циркулярной поляризации при отражении света, линейно поляризованного в плоскости падения (б) и нормально к ней (а). Зависимость степени линейной (в) и циркулярной (г) поляризации отраженного света от внешнего магнитного поля в асимметричной КЯ

Обнаружены и исследованы особенности эффекта для падающего света, поляризованного в плоскости падения, для которого наблюдается увеличение степени конверсии поляризации в узком угловом диапазоне (см. рисунок 1б). Последнее связано с эффектом интерференционного подавления фонового отражения. Моделирование с учетом реальных параметров исследованной структуры показало, что

в случае идеально параллельного пучка падающего света степень конверсии поляризации может достигать десятков процентов [2].

Изучено влияние внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости квантовой ямы, на конверсию поляризации в асимметричных гетероструктур.

Экспериментальная методика исследования эффекта в целом аналогична, использованной в работе [1] при исследовании естественной оптической активности КЯ с учетом добавления внешнего магнитного поля, приложенного вдоль плоскости КЯ и лежащего в плоскости падения света. Измерена степень эллиптичности отраженного света при линейной поляризации падающего, ориентированной в плоскости падения (Р поляризация) или перпендикулярно ей (S поляризация). Непосредственный анализ спектров поляризации отражения затруднен влиянием паразитных, в данном случае, эффектов, в частности двулучепреломлением. Влияние этих эффектов оказалось соизмеримо или больше, чем поляризация, наведенная магнитным полем. Для усиления величины наблюдаемого сигнала, связанного только с искомым вкладом, использован тот факт, что он нечетен по магнитному полю, в то время как остальные вклады либо четны по полю, либо не зависят от него. Это позволило нам использовать для анализа разностный сигнал, измеренный для фиксированного положения поляризационной схемы и двух значений магнитного поля равных по амплитуде, но противоположного знака. Можно

заметить, что обычный эффект Керра также нечетен по полю и может проявить себя в этой геометрии, поскольку движению экситона вдоль ямы сонаправлено с магнитным полем. Но для этого необходимо, чтобы экситон был бы оптически активен вдоль всех направлений перпендикулярных полю. Тем самым, в выбранной геометрии эксперимента, эффект Керра возможен для экситона только с легкой дыркой. А для тяжелого экситона он запрещен, поскольку у последнего отсутствует продольная компонента дипольного момента.

Нами обнаружена магнитоиндуцированная пространственная дисперсия в структурах с квантовыми ямами на основе полупроводников A_3B_5 и A_2B_6 . Соответствующие вклады линейны как по волновому вектору света, так и по внешнему магнитному полю. Экспериментально полученные магнитопольные зависимости (см. рисунок 1в, г) имеют линейный характер и являются демонстрацией магнитоиндуцированной пространственной дисперсии.

Литература

1. L.V. Kotova, A.V. Platonov, V.N. Kats, V.P. Kochereshko, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov, L.E. Golub // *Phys. Rev. B*, V. 94, 165309 (2016).
2. Л.В. Котова, А.В. Платонов, В.П. Кочерешко, С.В. Сорокин, С.В. Иванов, Л.Е. Голуб. // *ФТТ* 59, 2148 (2017).

Переход от электромагнитных мод к модам поляризации с переменной пространственно-временной структурой в гетеролазерах со сложным динамическим спектром

Е.Р. Кочаровская*, А.С. Гаврилов, Е.М. Лоскутов, Д.Н. Мухин, И.С. Рябинин, А.Ф. Селезнев, А.М. Фейгин

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

*katya@appl.sci-nnov.ru

Предложен новый подход к анализу результатов численного исследования импульсной генерации гетеролазеров с низкодобротными комбинированными резонаторами, демонстрирующей сложный динамический спектр и пространственно-временное поведение электромагнитного поля и поляризации активной среды, т.е. дипольных колебаний активных центров. Подход основан на введении эмпирических мод поляризации, обладающих переменными пространственно-временной и частотно-временной структурами, и их сравнении с эмпирическими модами электромагнитного поля.

Ранее в работах [1-3] было показано, что для исследования многомодовых импульсных режимов генерации так называемых лазеров класса D и C, в которых время жизни поляризации активной среды больше или порядка времени жизни фотонов в резонаторе, полезно анализировать динамические спектры не только электромагнитного поля и инверсии, но и поляризации активной среды. При высокой плотности активных центров в низкодобротных комбинированных резонаторах Фабри-Перо с распределенной обратной связью волн динамика поляризации, точнее, спектральной плотности дипольных колебаний активных центров, существенно влияет на когерентные свойства и пространственно-временную структуру поля излучения.

Нестационарный процесс генерации лазеров с большим неоднородным уширением спектральной линии активной среды описывается нелинейной системой интегро-дифференциальных уравнений Максвелла-Блоха, включающих комплексные амплитуды встречных волн электромагнитного поля и поляризации и учитывающих модуляцию инверсии населенностей энергетических уровней активных центров с периодом равным полдлины волны. Динамический спектр поляризации, которая имеет явную зависимость от частоты и нелинейно связана со встречными волнами электромагнитного поля, несет наиболее полную информацию о различных корреляционных и стохастических свойствах системы взаимодействующих активных центров и генерируемого ими лазерного излучения (рис. 1).

Предложенный в работе [1] подход эмпирических мод электромагнитного поля с переменной пространственно-временной структурой основан на разложении данных об электромагнитном поле в резонаторе по базису пространственно-временных комплексных эмпирических ортогональных функций (ПВКЭОФ). Выделение функций этого базиса проводится с помощью многомерного спектрального анализа, учитывающего пространственные корреляции с временными задержками в пределах некоторого временного окна T . ПВКЭОФ-разложение позволяет описывать также спектрально распределенные моды посредством группировки нескольких ПВКЭОФ в одну пространственно-временную эмпирическую моду (ПВЭМ).

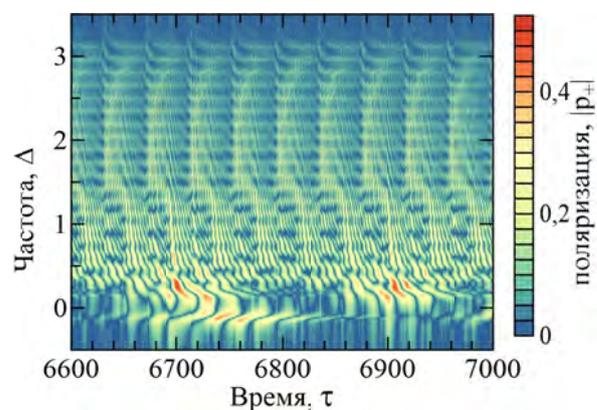


Рис. 1. Пример динамического спектра поляризации на торце гетеролазера с брэгговским резонатором при непрерывной накачке неоднородно уширенной спектральной линии среды в установившемся режиме генерации [2]

Аналогичные эмпирические моды, рассчитанные на основе пространственно-временной динамики поляризации на определённых частотах и частотно-временной динамики поляризации на краю активной среды, позволяют полноценно охарактеризовать эволюцию пространственных структур в ансамбле радиационно взаимодействующих активных центров и выяснить нестационарные спектрально-корреляционные свойства излучения.

Обычно получаемые в рамках линейной теории структуры «горячих» мод комбинированного резонатора, заполненного инвертированной активной средой, соответствуют реальному полю и связанной с ней поляризации, только если инверсия приблизительно однородна по спектру и пространству. Так, в режиме сверхизлучательной генерации, когда инверсия нестационарна и неоднородна по спектру и вдоль резонатора, пространственное распределение поля I-й ПВЭМ, отвечающей за сверхизлучательную моду, заметно меняется со време-

нем и отличается от структуры «горячей» моды, как это показано на рис. 2а в момент максимума импульса излучения. Важность ПВКЭОФ - разложения состоит в том, что оно позволяет найти пространственную - временную структуру поля (рис. 2б) каждой из исследуемых ПВЭМ, которая не может быть получена иным путем.

Подобные разложения для режимов генерации лазера с различными параметрами дополнены нами базисом ПВКЭОФ, которые вычислены по динамическому спектру поляризации на краю образца активной среды и могут быть названы «частотно-временными КЭОФ»^о— ЧВКЭОФ. На их основе удаётся исследовать коллективные свойства сверхизлучения^о— возникновения сфазированных ансамблей диполей-осцилляторов и эффекты нелинейного взаимодействия групп и отдельных электромагнитных мод, например, самосинхронизации групп эквидистантных квазистационарных мод.

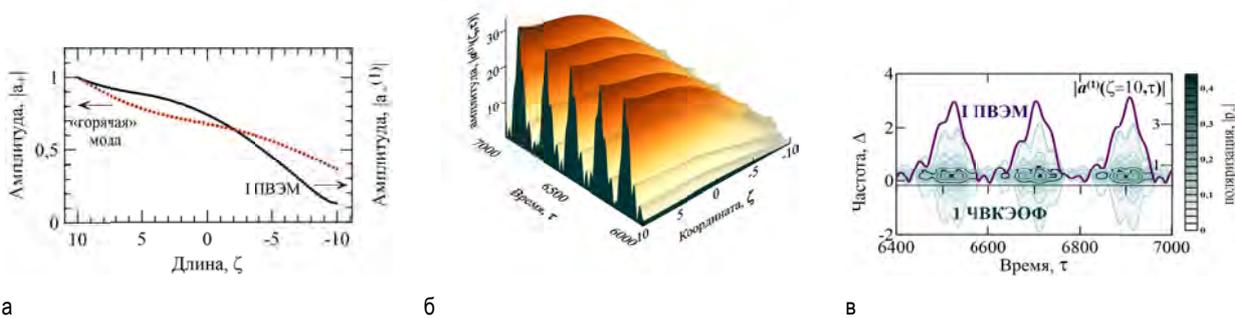


Рис. 2. а) Пример пространственных структур «горячей» сверхизлучательной моды (штриховая линия) и I-й ПВЭМ поля (сплошная линия) в максимуме импульса сверхизлучения. б) Пространственно-временной вид I-й ПВЭМ. в) Временная зависимость амплитуды I-й ПВЭМ поля (сплошная линия) на торце лазера на фоне динамического спектра 1-й ЧВКЭОФ поляризации. Все графики построены путём численного моделирования динамики гетеролазера с параметрами, указанными на рис. 1

В режиме установившейся лазерной генерации на динамическом спектре поляризации (рис. 1) видны яркие всплески поляризации, возникающие во время высвечивания сверхизлучательных импульсов в сильно нестационарных модах, и регулярные периодические структуры, ответственные за синхронизацию квазистационарно генерируемых мод. 1-я ЧВКЭОФ характеризует генерацию в сверхизлучательной I-й ПВЭМ (рис. 2в, сплошная линия), которая вовлекает в коллективное излучение диполи, сильно разнесенные по неоднородно уширенной спектральной линии активной среды (рис. 2в, фон).

Предложенный подход представляется важным для приложений сверхизлучающих лазеров в задачах обработки и кодирования информации, широкопо-

лосной динамической спектроскопии и диагностики многочастичных процессов в сплошных средах.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-02-00714.

Литература

1. E.R. Kocharovskaya, A.S. Gavrilov, V.V. Kocharovskiy et al. // Journal of Physics: Conference Series, V. 740, 012007 (2016).
2. Вл.В. Кочаровский, В.В. Железняков, Е.Р. Кочаровская, В.В. Кочаровский // УФН, Т. 187, 367-410 (2017).
3. Е.Р. Кочаровская, Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев // Радиофизика. Известия ВУЗов, Т. 59, 535-553 (2016).

О создании сверхизлучающих гетеролазеров на квантовых точках с оптической накачкой: практические схемы и требования к элементам

Вл.В. Кочаровский¹, В.Я. Алешкин², А.А. Дубинов², А.В. Мишин¹, В.В. Кочаровский^{1,3}

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

³ Техасский А&М университет, г. Колледж Стейшэн, США.

*kochar@appl.sci-nnov.ru

Проведён анализ и предложены варианты активных многослойных гетероструктур с квантовыми точками и низкодобротных комбинированных резонаторов с распределённой обратной связью волн, предназначенных для создания сверхизлучающего лазера, генерирующего последовательность когерентных импульсов при непрерывной оптической накачке. Рассмотрены уникальные динамические спектры и когерентные свойства ожидаемого сверхизлучения в различных режимах генерации лазера и зависимости этих свойств от параметров гетероструктуры, резонатора и накачки.

Введение

Обзор [1,2] недавних работ, в которых экспериментально реализована суперфлюоресценция (коллективное спонтанное излучение Дике при *импульсной накачке*) в различных полупроводниковых структурах, свидетельствует о возможности создания сверхизлучающих гетеролазеров с непрерывной накачкой, перспективных для приложений в информационной оптике и когерентной спектроскопии. Нами проведены анализ и разработка активных гетероструктур, содержащих слои квантовых точек или монослойные квантовые ямы, и низкодобротных комбинированных резонаторов Фабри-Перо с периодической модуляцией свойств стенок или диэлектрической проницаемости волновода, обеспечивающей распределённую обратную связь волн, с целью создания сверхизлучающего лазера, генерирующего последовательность когерентных импульсов при *непрерывной оптической накачке*.

Предложены практические схемы и указаны требования к их элементам, выполнение которых необходимо для работы сверхизлучающего гетеролазера и реализации различных импульсных (квазипериодических или квазихаотических) режимов его генерации. Главной проблемой, решаемой в предлагаемых схемах, является достижение высокой пространственной и спектральной плотности квантовых точек (экситонов) при условии их достаточно эффективной накачки, допускающей умеренную скорость некогерентной релаксации поляризации

активной среды по сравнению со скоростью релаксации поля в резонаторе, что и обеспечивает возникновение импульсов сверхизлучения.

Подобно обычным гетеролазерам, для сверхизлучающих лазеров возможны как латеральная (рис. 1а), так и вертикальная (рис. 1б) геометрии. В последнем случае согласно оценкам, сделанным для определённости для GaAs/InGaAs-гетероструктуры, для сверхизлучательной генерации необходимо большое число слоёв квантовых точек или слоёв экситонов ($N \sim 100 - 300$), расположенных небольшими группами с периодом в полдлины волны.

Ниже кратко остановимся только на первом случае (рис. 1а), где число слоёв, например, субмонослойных квантовых точек InAs/GaAs в AlGaAs-матрице [3-5], может быть значительно меньше ($N \sim 10 - 30$) и оценочные длина и толщина активной гетероструктуры составляют, соответственно, 30 – 100 мкм и 1 – 3 мкм (без учёта подложки и охлаждающих слоёв). При пикосекундном времени жизни поляризации квантовых точек (1 – 10 пс), возможно при достаточном охлаждении образца, и неоднородном уширении их спектральной линии меньше или порядка 10^{14} с^{-1} оптимальное время жизни фотонов в селективируемых комбинированным резонатором наиболее добротных модах составляет 0,3 – 3 пс. В таком довольно низкодобротном резонаторе коэффициенты отражения торцов должны быть невелики ($R \sim 0,1 - 0,3$), как и интегральный коэффициент распределённых брэгговских отраже-

ний ($\sim 0,5$). Накачка, возможно селективная, должна обеспечивать инверсию лазерных энергетических уровней квантовых точек с полной поверхностной плотностью $\sim (0,3 - 3) 10^{13} \text{ см}^{-2}$ за время $\sim 10 - 100 \text{ пс}$.

В указанных условиях лазерные гетероструктуры могут генерировать последовательности субпикосекундных импульсов сверхизлучения в одной или нескольких продольных модах, причём это излучение может выводиться не только с торцов активного образца, но и с его поверхности за счёт дифракционной решётки, созданной в верхнем волноведущем слое, или из подложки за счёт туннелирования через нижний волноведущий слой.

В докладе рассмотрены ожидаемые уникальные динамические спектры и когерентные свойства

сверхизлучения предложенных гетеролазеров и зависимости этих свойств от параметров и добротности «холодных» мод резонатора, спектра и мощности накачки, размера и числа слоёв квантовых точек или монослойных квантовых ям с экситонами, температуры и неоднородного уширения спектральной линии гетероструктуры в целом. В частности, для указанных схем рассчитаны спектры, инкременты, пространственная структура и пороги генерации лазерных («горячих») мод, даны аналитические оценки длительности, периода следования и мощности импульсов сверхизлучения.

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий» П1.

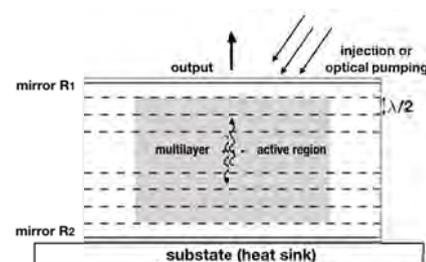
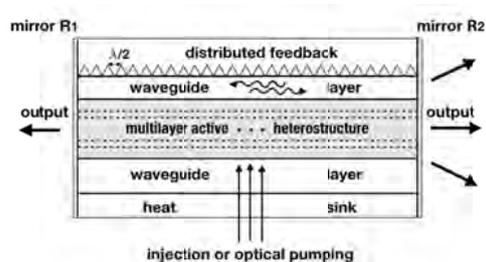


Рис. 1. а) Схема сверхизлучающего латерального (излучающего с торцов) лазера на основе гетероструктуры с многослойной активной областью квантовых точек (экситонов), помещённой между двумя волноведущими диэлектрическими слоями; низкодобротный комбинированный резонатор Фабри-Перо сформирован этими обкладочными слоями, торцевыми зеркалами с коэффициентами отражения $R_{1,2}$ и латеральной полуволновой брэгговской структурой, обеспечивающей распределённую обратную связь встречных волн и селекцию сверхизлучательных мод. (б) Схема сверхизлучающего (с поверхности) вертикального (VCSEL) лазера на основе гетероструктуры с многослойной активной областью квантовых точек (экситонов), полуволновая периодичность расположения слоёв которой обеспечивает (в качестве брэгговской структуры) распределённую обратную связь встречных волн и селекцию сверхизлучательных мод; низкодобротный комбинированный резонатор Фабри-Перо сформирован этой структурой и верхним и нижним зеркалами с коэффициентами отражения $R_{1,2}$. В обеих схемах устройство накачки и дополнительные технологические слои, зависящие от используемых активных материалов, не показаны

Литература

1. Вл.В. Кочаровский, В.В. Железняков, Е.Р. Кочаровская, В.В. Кочаровский // УФН, Т. 187, 367 (2017).
2. V.I. Kocharovskiy, A.A. Belyanin, E.R. Kocharovskaya, and V.V. Kocharovskiy // *Advanced Lasers: Laser Physics and Technology for Applied and Fundamental Science Series: Springer Series in Optical Sciences*, V. 193, 49 (2015).
3. I.L. Krestikov, N.N. Ledentsov, A. Hofmann, and D. Bimberg // *Phys. Stat. Sol. (a)*, V. 183, 207 (2001).
4. N.N. Ledentsov, D. Bimberg, F. Hopfer et al. // *Nanoscale Res. Lett.*, V. 2, 417 (2007).
5. P. Qiao, C.-Y. Lu, D. Bimberg, and S.L. Chuang // *Optics Express*, V. 21, 30336 (2013).

Спонтанная поляризация в отдельных импульсах излучения поляритонного конденсата в GaAs микрорезонаторе: измерения с высоким временным разрешением

М.В. Кочиев^{1*}, В.В. Белых^{1,2}, Н.Н. Сибельдин¹

¹ ФИАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany.

*kochievmv@mail.ru

Исследована динамика спонтанной поляризации отдельных импульсов излучения бозе-эйнштейновского конденсата поляритонов в GaAs микрорезонаторе с высоким временным разрешением. Посредством статистической обработки экспериментальных данных определен коэффициент линейной корреляции интенсивностей излучения с ортогональными линейными либо круговыми поляризациями.

Введение

Поляритоны в микрорезонаторах (МР) привлекают внимание благодаря возможности их бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) [1] при достаточно высоких температурах и наблюдения ряда связанных с ней интересных явлений, таких, как квантовые вихри, сверхтекучесть, эффект Джозефсона, спиновый эффект Мейснера и др. Одним из явлений, присущих БЭК, является спонтанное нарушение симметрии, приводящее к спонтанной поляризации отдельных импульсов излучения. Недавно это явление было обнаружено в вынужденном излучении МР в режиме сильной и слабой экситон-фотонной связи при импульсном возбуждении [2,3]. Наблюдалась значительная линейная и круговая поляризация отдельных импульсов излучения, тогда как их средняя (по многим импульсам) поляризация отсутствовала.

Методика эксперимента

В данной работе нами наблюдались спонтанные линейная и круговая поляризации отдельных импульсов излучения GaAs МР, зарегистрированных с высоким временным разрешением. Образец представлял собой планарный полуволновый МР с брэгговскими зеркалами, состоящими из 32(36) пар AlAs/Al_{0,13}Ga_{0,87}As для верхнего (нижнего) зеркала.

Добротность МР составляла около 7000, а расщепление Раби — 5 мэВ. МР возбуждался периодической последовательностью импульсов титансапфирового лазера с длительностью импульсов 2–3 пс. Частота их следования понижалась до 25 Гц при помощи акусто-оптического селектора. Излучение МР разделялось на две линейные (или круговые) поляризации, которые одновременно регистрировались при помощи стрик-камеры Hamamatsu с быстрым синхронным модулем развертки (временное разрешение модуля ~2 пс). Работа ПЗС-приемника стрик-камеры была синхронизирована с селектором импульсов для регистрации одного импульса излучения на кадр. Получаемые изображения делились на временные интервалы длительностью 5 пс, и для каждого интервала в выборке из 20 тысяч одиночных импульсов был рассчитан коэффициент линейной корреляции между количествами зарегистрированных фотонов с ортогональными поляризациями

$$r_{n_1 n_2} = \frac{\langle \Delta n_1 \Delta n_2 \rangle}{\sqrt{\langle (\Delta n_1)^2 \rangle \langle (\Delta n_2)^2 \rangle}},$$

где $\Delta n = n - \langle n \rangle$, а угловые скобки обозначают усреднение по импульсам.

Эксперименты выполнены при температуре образца 10 К и при расстройках от -7,5 до -4 мэВ.

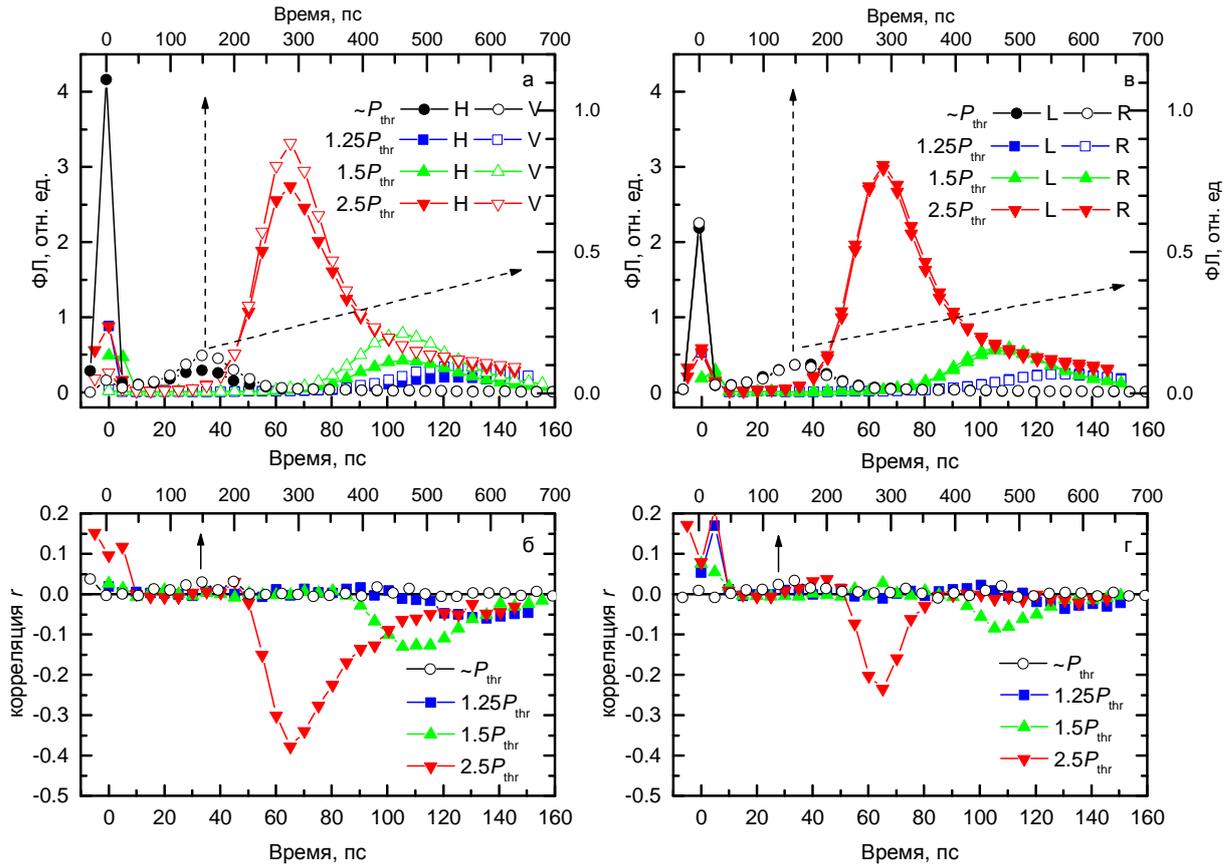


Рис. 1. Усредненная по большому количеству импульсов кинетика ФЛ МР с разрешением по линейной (а) и круговой (в) поляризации при различных мощностях возбуждения относительно порога конденсации P_{thr} , а также корреляция между интенсивностью отдельных импульсов ФЛ с ортогональными линейными (б) и круговыми (г) поляризациями

Результаты и обсуждение

Излучение МР, усредненное по большому количеству импульсов накачки, при возбуждении линейно поляризованным светом также частично линейно поляризовано, степень и направление поляризации зависят от точки на образце и мощности возбуждения. Круговая поляризация излучения отсутствует. При мощности возбуждения ниже порога конденсации P_{thr} динамика фотолюминесценции (ФЛ) довольно медленная, при превышении порога в динамике излучения появляется отчетливый пик, за которым следует относительно медленный спад (рис. 1 а,в). При дальнейшем увеличении мощности возбуждения пик люминесценции становится интенсивнее, короче, и сдвигается ближе к возбуждающему импульсу на временной шкале.

При мощностях возбуждения ниже P_{thr} корреляция между интенсивностью излучения с ортогональными линейными и круговыми поляризациями практически отсутствует. Однако при мощностях возбуждения выше P_{thr} корреляция r становится отрицательной во время пика ФЛ поляритонного БЭК и

спадает к нулю в процессе затухания ФЛ (рис. 1 б,г).

Полученные отрицательные значения корреляции r при превышении порога БЭК свидетельствуют о спонтанной поляризации излучения БЭК поляритонов. А динамика коэффициента корреляции r позволяет охарактеризовать динамику степени поляризации отдельных импульсов с временным разрешением 10 пс.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-02-01143) и Программы президиума РАН № 32 «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

Литература

1. J. Kasprzak et al. // Nature, V. 443, 409 (2006).
2. J.J. Baumberg et al. // Physical Review Letters, V. 101, 136409 (2008).
3. H. Ohadi et al. // Physical Review Letters, V. 109, 016404 (2012).

Фотолюминесцентные свойства пленок As-S при комнатной температуре

И.А. Кривенков¹, Д.А. Усанов¹, А.В. Нежданов^{1*}, Л.А. Мочалов^{1,2}, М.А. Кудряшов¹, А.А. Логунов¹, А.И. Машин¹, А.В. Боряков³

1 Национальный исследовательский Нижегородский университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Department of Physics and Optical Science, University of North Carolina at Charlotte, North Carolina, the United States of America

3 Научно-исследовательский институт химии ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/5, Нижний Новгород, 603950

*nezhdanov@phys.unn.ru

Изучена фотолюминесценция пленок сульфида мышьяка. Халькогенидные пленки были получены путем взаимодействия элементарного мышьяка и серы в низкотемпературном разряде плазмы при пониженном давлении. Обнаружена интенсивная фотолюминесценция при воздействии непрерывным лазером. Установлено влияние параметров возбуждения, химического состава, термического и лазерного отжига на перестройку функциональных групп и фотолюминесцентные свойства халькогенидных пленок As-S. Сформулирован возможный механизм формирования и модификации люминесцирующих структурных единиц.

Введение

Исторически, типы и параметры связей As-S в структурах реалгара и орпимента детально изучались с начала 50х годов [1, 2]. Было показано, что реалгар и орпимент построены из одних и тех же структурных единиц (As_2S_2), что приводит к схожим расстояниям и углам связей в обоих случаях. Формирование пленки, а так же нано размерных включений в ней, состоящих из мономеров As_2S_2 может приводить к появлению фотолюминесценции, которая не наблюдается в объемных материалах сульфида мышьяка.

Получение и исследование халькогенидных пленок As-S связан с практической значимостью подобных систем для изготовления таких оптических элементов, как планарные волноводы, переключатели, усилители, а также элементы памяти на основе фазового перехода. Кроме того, обнаружено, что наночастицы на основе As-S имеют огромный потенциал практического применения в медицине в качестве маркеров раковых клеток.

Целью данной работы была установка влияния параметров возбуждения, химического состава, термического и лазерного отжига на перестройку функциональных групп и фотолюминесцентные свойства халькогенидных пленок As-S.

Методика эксперимента

Были получены несколько серий образцов халькогенидных пленок As-S с использованием установки, подробно описанной в более ранних работах. Исходные химические реагенты (элементарный мышьяк и сера) были загружены в кварцевые резервуары с

внешними нагревательными устройствами. Температуры в резервуарах находились в диапазоне 180-200 °C для S и 340-380 °C для As. Высокоочищенный аргон использовался как плазмообразующий газ и газ-носитель. Он продувался с постоянной суммарной скоростью 30 мл/мин через резервуары для подачи прекурсоров в разряд плазмы. Плазменный разряд возбуждался ВЧ-генератором с частотой 40 МГц и мощностью 50 Вт. Температура подложки поддерживалась постоянной на уровне 22°C. В качестве материалов подложки использовались высокоочищенное кварцевое стекло и NaCl (200) с размерами 10×10 мм² и толщиной 1 мм. Базовое давление в процессе осаждения поддерживалось на уровне 0.1 Торр, а температура стенок реактора составляла около 160°C. Термический отжиг образцов проводился при температурах от 50 до 200°C в атмосфере высокоочищенного аргона. Локальный лазерный отжиг проводился на воздухе, на установке NTEGRA Spectra (NT-MDT, Зеленоград) с использованием длины волны 473 нм.

Исследование состава образцов проводилось с помощью рентгеновского микроанализа с использованием сканирующего электронного микроскопа JSM IT-300LV (JEOL) с энергодисперсионным детектором - MaxN 20 (Oxford Instruments) при высоком вакууме и ускоряющим напряжением 20 кВ. Спектры комбинационного рассеяния (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ) были получены с помощью системы NTEGRA Spectra (NT-MDT, Зеленоград) при комнатной температуре. Возбуждающее излучение фокусировалось 100х объективом с числовой апертурой 0.95. Мощность лазерного излучения изменялась в пределах от 1мВт до 1 мВт. Спектры КРС были получены в схеме на отражение в диапазоне 50-900 см⁻¹. Исследова-

ние фотолуминесценции проводилось с использованием непрерывных лазеров с длиной волны 473 и 632.8 нм.

Результаты и обсуждение

Методами атомно-силовой (рис. 1) и электронной (рис. 2) микроскопии показано, что полученные пленки имеют низкий уровень шероховатости (~3–5 нм) и поверхность с высокой степенью химической однородности. Следует отметить, что значения RMS, по-видимому, являются одними из лучших в научной литературе для халькогенидных пленок системы As-S. Например, для тонких пленок As_2S_3 , полученных методом вакуумного испарения сообщали о шероховатости порядка 10 нм.

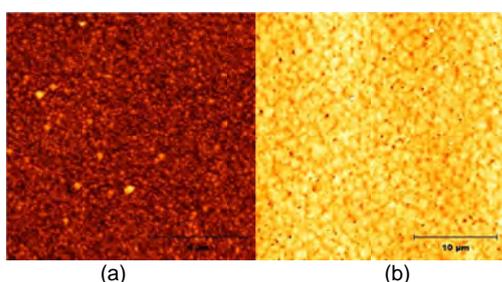


Рис. 1. Атомно-силовая микроскопия пленок сульфида мышьяка (a) – состава As_4S_4 , (b) – As_2S_3

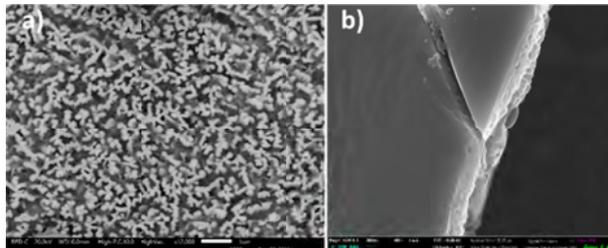


Рис. 2. Электронная микроскопия пленок сульфида мышьяка (a) – состава As_4S_4 , (b) – As_2S_3

Изображения электронной микроскопии иллюстрируют структуры сульфида мышьяка, состоящие из столбчатых структурных единиц (рис. 2(a)), а на рис. 2(b) изображена слоистая структура, теоретическая возможность существования которой описана в литературе.

На рис. 3 представлен спектр фотолуминесценции пленки As-S при возбуждении на двух длинах волн. Обнаружено, наличие двух механизмов фотолуминесценции. При использовании лазера на 632.8 нм энергия фотона (1.9 эВ) недостаточна для перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости.

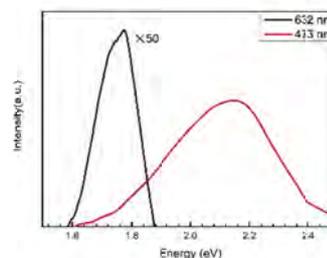


Рисунок 3. Фотолуминесценция сульфида мышьяка при возбуждении непрерывными лазерами на 473 нм и 632.8 нм.

Ширина запрещенной зоны образцов As-S составляет приблизительно 2.4 эВ, а процесс фотолуминесценции проходит через захват электронов и дырок центрами рекомбинации вблизи середины запрещенной зоны. Однако с использованием лазера с выходящей энергией 2.6 эВ (473 нм) мы наблюдаем фотолуминесценцию, приводящую к переходу от зоны к зоне с максимумом около 2.15 эВ.

Исследовано влияние состава на фотолуминесцентные свойства пленок As-S.

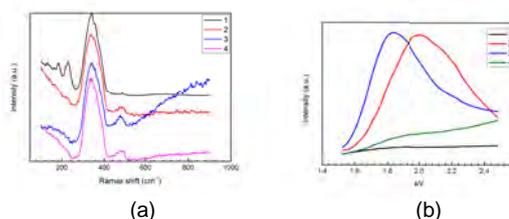


Рис. 4. Спектр КРС (a) и ФЛ (b) пленок As-S в зависимости от состава: 1 – $As_{45}S_{55}$, 2 – $As_{40}S_{60}$, 3 – $As_{35}S_{75}$, 4 – $As_{30}S_{70}$

Спектры комбинационного рассеяния (рис. 4(a)) состоят из областей, обусловленных колебаниями различных структурных единиц. Из сравнения спектров КРС и ФЛ в зависимости от состава можно сделать вывод, что структуры, обладающие самыми высокими значениями интенсивности PL, включают наименьшее количество структурных единиц As_4S_4 . Так же было проведено исследование влияния термического и лазерного отжига на структурные перестройки и фотолуминесцентные свойства пленок As-S полученных методом плазмохимического осаждения.

Работа выполнена в рамках базовой части гос. задания Минобрнауки России № 3.6507.2017/8.9.

Литература

1. T. Ito, N. Morimoto, R. Sadanaga // Acta Crystallogr. 5, 775 (1952).
2. D.J. E. Mullen, W. Nowacki // Z. Kristallogr. 136, 48 (1972).

Оптические свойства ННК AlGaAs, выращенных методом МПЭ на подложке Si(111)

Д.И. Крыжков^{1*}, К.Е. Кудрявцев¹, С.В. Морозов¹, И.В. Штром^{2, 3}, Г.Э. Цырлин^{2, 3, 4},
Р.Р. Резник^{2, 3, 4}, Е.В. Убийвовк^{4, 5}

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

² Санкт-Петербургский академический университет Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

³ Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

⁵ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.

*krizh@ipmgras.ru

В данной работе представлены исследования оптических свойств массивов ННК Al_xGa_{1-x}As с различным содержанием Al синтезированных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложке Si(111). Было выполнено исследование спектров ФЛ в широком интервале температур, кинетики ФЛ, а так же спектров возбуждения ФЛ таких ННК. Показано, что наблюдаемый сигнал ФЛ соответствует непрямоу в пространстве излучательному гетеропереходу II рода.

Введение

Интерес к нитевидным нанокристаллам (ННК) на основе полупроводниковых соединений III-V в настоящее время неуклонно растет из-за их превосходных оптоэлектронных свойств, а также совместимости с кремниевыми технологиями [1-4]. ННК рассматриваются как возможная основа компонентной базы для реализации новых электронных и фотонных устройств, таких как светодиоды, [5] солнечные батареи [6], транзисторы [7], лазеры [8]. Одним из важных применений ННК является возможность внедрения более узкозонного нановключения GaAs в широкозонный ННК AlGaAs [9]. Формируемые таким образом квази-квантовые точки в ННК могут быть использованы, например, в качестве источников одиночных фотонов [9-10].

Методика эксперимента

Синтез ННК осуществлялся методом МПЭ с катализатором Au в As-стабилизированных условиях роста. Номинальный состав x по Al в твердом растворе, измеренный из соотношения потоков для роста слоя на поверхности подложки GaAs(100), менялся от x = 0.2 до 0.6.

Исследование структурных свойств показали, что в ходе роста формируются «карандашевидные» ННК Al_xGa_{1-x}As высотой 600-1000 нм.

AlGaAs ННК синтезированные методом МПЭ образуют структуру типа «ядро-оболочка» с резкой границей, при этом данные EDX спектроскопии показывают содержание Al в оболочке ННК практически соответствовало номинальному составу по Al, а содержание Al в центральной части менялось от x = 0.1 до 0.35.

Было выполнено исследование люминесцентных свойств ННК AlGaAs. Возбуждение ФЛ осуществлялось на длине волны 400 нм при помощи фемтосекундного лазера “Tsunami” (длительность импульса ~ 120 фс, частота повторения 80 МГц) и генератора гармоник. Измерения проводились при температуре от 4 до 300 К. Исследование кинетики ФЛ проводилось с помощью streak-камеры.

Результаты и обсуждение

При температуре T=4 К структуры демонстрировали интенсивную ФЛ. При увеличении мощности возбуждения в ряде структур наблюдался голубой сдвиг максимума линии ФЛ. Значение энергии основного излучательного перехода хорошо описывается зависимостью $E=E_0+P^{1/3}$ (вставка на рис. 1). Такое поведение характерно для непрямого в пространстве перехода между электронами и дыркам локализованными по разные стороны гетереперехода второго рода.

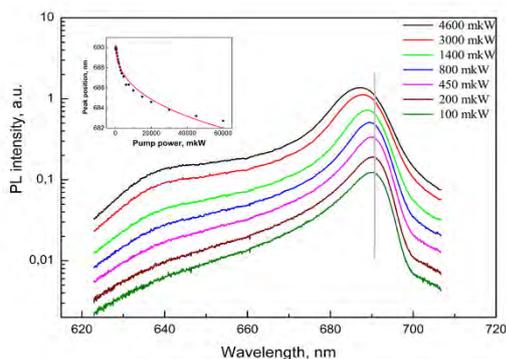


Рис. 1. Спектры ФЛ структуры №208 при различных мощностях возбуждения. На вставке зависимость положения максимума линии ФЛ от мощности возбуждения. Красной линией представлена аппроксимация $E = E_0 + P^{1/3}$

Время спада сигнала ФЛ составляло от единиц до десятков наносекунд. Такое длинное время излучательной рекомбинации слишком велико для прямозонных полупроводников. При этом сигнал ФЛ нельзя объяснить рекомбинацией носителей, захваченных на глубокие дефектные центры, т.к. вид кинетики ФЛ практически не меняется в широком интервале мощностей возбуждения, а так же при повышении температуры вплоть до 40 К. В структурах на основе прямозонных материалов такие длинные времена характерны для непрямых в пространстве переходов

Было выполнено измерение спектров возбуждения ФЛ (ВФЛ) структур ННК. Для этого из излучения лампы накаливания решеточным монохроматором вырезался участок спектра и использовался для возбуждения образца. Типичный спектр возбуждения ФЛ представлен на рис. 2. Для всех образцов спектр ВФЛ имел сложную форму. Значительная величина сигнала ФЛ наблюдалась при возбуждении на длинах волн значительно более коротких, чем длина волны основного перехода наблюдающаяся в спектре ФЛ. Мы интерпретируем возникновение большого сигнала в спектре ВФЛ как поглощение на прямом переходе в ядре ННК.

Таким образом, экспериментальные результаты позволяют с большой долей уверенности говорить о том, что сигнал ФЛ определяется непрямими в пространстве гетеропереходами второго рода. В работе обсуждаются возможные механизмы формирования гетеропереходов второго рода в ННК «ядро-оболочка» $Al_xGa_{1-x}As$.

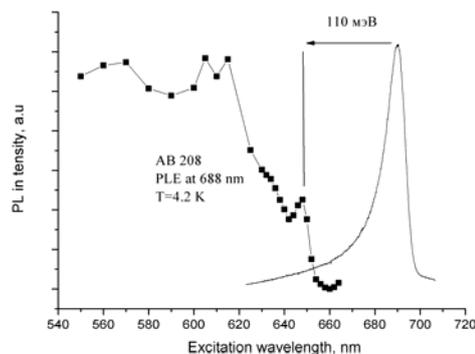


Рис. 2. Спектр возбуждения ФЛ образца №208 снятый на длине волны 688 нм (справа). Слева приведен спектр ФЛ структуры

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (грант номер 18-42-520067).

Литература

1. P. Yang, R. Yan, M. Fardy // *Nano Lett.*, 10, 1529 (2010)
2. M.T. Bjork, H. Schmid, C.D. Bessire et al. // *Appl. Phys. Lett.* 97, 163501(2010).
3. K. Tomioka, T. Tanaka, S. Hara, R. Hiruma, T. Fukui // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 17, 1112 (2010).
4. M. Hocevar, G. Immink, M. Verheijen, N. Akopian, V. Zwiller et al. // *Nat. Commun.*, 3, 1266 (2012).
5. S. Hu, C.-Y. Chi, Fountaine et al. // *Energy Environ. Sci.* 6, 1879(2013)
6. K. Tomioka, M. Yoshimura, T. Fukui // *Nature* , 488, 189–192 (2012).
7. Z. Wang, B. Tian, Paladugu et al. // *Nano Lett.* 13, 5063 (2013).
8. George E Cirlin, Rodion Reznik, Igor Shtrom et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics.* 50, 48 (2017)
9. A. Heinrich, T. Huggenberger, S.Heindel, S. Reitzenstein, Höfling et al. // *Applied Physics Letters* 96, 211117 (2010);

Транспортные и оптические измерения полупроводниковых гетероструктур HgTe/HgCdTe в сильных магнитных полях

Ю.Б. Кудасов^{1,2}, В.В. Платонов^{1,2}, О.М. Сурдин^{1,2}, И.В. Макаров^{1,2}, Д.А. Маслов^{1,2}, Л.С. Бовкун³, В.И. Гавриленко³, А.В. Иконников³, Р.В. Козабаранов¹, А.С. Светлов¹, Н.Н. Михайлов⁴, С.А. Дворецкий⁴

¹Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова 6, г. Саров, 607186.

²Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, пр. Мира 37, г. Саров, 607188

³Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087

⁴Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090

* mossom1@rambler.ru, § yu_kudasov@yahoo.com

Разработаны методики измерения квантового эффекта Холла и фотопроводимости в широком диапазоне температур на установке сильных импульсных магнитных полей. В гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe проведены измерения квантового эффекта Холла и циклотронного резонанса. Измерения проводились в магнитных полях до 40 Тл при температурах 4.2-300 К.

Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe обладают рядом интересных свойств, которые обусловлены инвертированным зонным спектром HgTe и сильным спин-орбитальным взаимодействием. На основе данных гетероструктур разрабатываются фотоэлектрические детекторы излучения среднего инфракрасного диапазона, а также ведутся активные работы по созданию детекторов и источников терагерцового диапазона.

Измерения циклотронного резонанса (ЦР) и квантового эффекта Холла (КЭХ) дают наиболее полную картину эволюции зон в данных гетероструктурах. Однако их наблюдение при большой плотности неоднородностей возможно лишь в сильных магнитных полях и при низких температурах. ЦР и КЭХ в данных структурах наблюдаются как при гелиевых [4–6], так и при азотных температурах [7–8].

Исследованные образцы и методика эксперимента

В работе исследовались образцы с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/CdHgTe, выращенные в ИПФ СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013) [1,2]. Измерения КЭХ и ЦР проводились на установке сильных магнитных полей [3] СарФТИ НИЯУ «МИФИ» в импульсных магнитных полях до 40 Тл в диапазоне температур 4,2-300 К. Была разработа-

на криогенная система (рис. 1), позволяющая при необходимости плавно менять температуру в области размещения образца. Криостат помещался в отверстие (d = 19 мм) соленоида сильного магнитного поля.

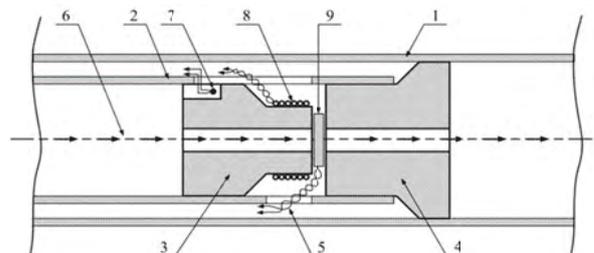


Рис. 1. 1 – криостат, 2 – измерительный шток, 3,4 – керамические втулки, 5 – четырехточечная методика, 6 – лазерное излучение, 7 – термopара, 8 – индукционный датчик, 9 – образец

Криостат 1 и измерительный шток 2 выполнены из нержавеющей трубок. На поверхности керамической втулки 3 располагались термopара 7 (погрешность ~ 1 К) и индукционный датчик 8 (погрешность ~ 4%). На керамическую втулку 4 наклеивался исследуемый образец 9. Так же втулка 4 служила для центрирования измерительного штока внутри криостата и в качестве теплоотвода для образца. Для измерения ЦР образец просвечивался СО₂-лазером LCD-15G с длиной волны излучения – 10,6 мкм. Для регистрации прошедшего инфракрасного излучения использовался фотоприемник с

рабочим элементом из узкощелевого полупроводника HgTe.

Измерения КЭХ проводились при помощи четырехточечной методики. Для лучшего согласования сопротивления передающей цепи была использована схема вычитания на операционном усилителе ОР-27, работающая как предварительный усилитель.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены результаты измерения зависимости коэффициента пропускания от магнитной индукции для образца #101109 при 138, 90 и 77 К.

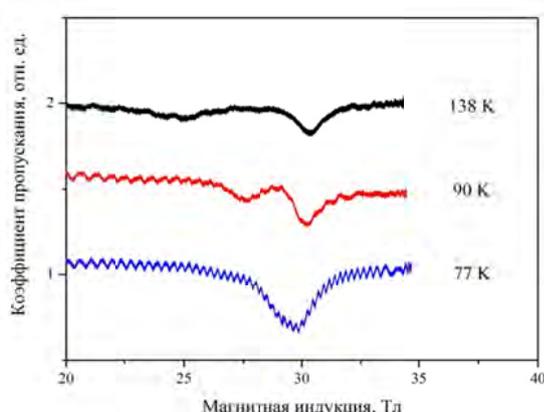


Рис. 2. Температурная зависимость спектров циклотронного резонанса образца #101109

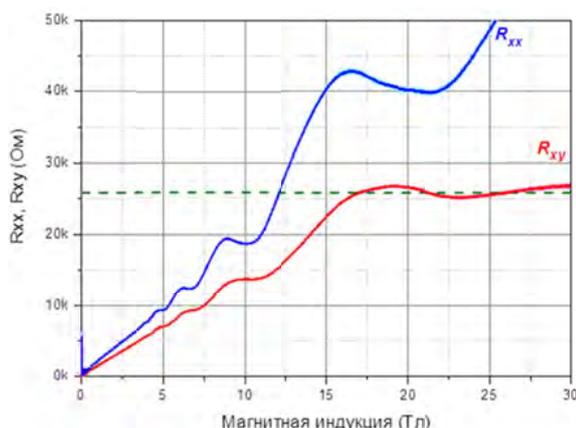


Рис. 3. Поперечное и продольное сопротивления образца HgTe/CdTe (#101109) в зависимости от внешнего магнитного поля

Наблюдается двухпиковая структура спектра. Положения пиков поглощения сдвигаются при уменьшении температуры: левый пик смещается вправо, второй – влево. При приближении темпера-

туры образца к 77 К они сливаются. Видно, что при изменении температуры левый пик сдвигается сильнее, чем правый. Это позволяет предположить, что левая линия поглощения связана с межзонным переходом, а правая с внутризонным.

На рис. 3 для того же образца приведены результаты измерения зависимостей продольного и Холловского сопротивления от магнитной индукции при 4,2 К. Как на продольном, так и поперечном сопротивлении хорошо видны осцилляции сопротивления соответствующие смещению уровней в магнитном поле.

На поперечном сопротивлении отчетливо видна полочка, соответствующая квантовому пределу ($R_{xy} = 25812,8 \text{ Ом}$). На продольном сопротивлении падение сопротивления должно достигать нуля, однако этого не наблюдается. По-видимому, это связано с неполным согласованием импеданса передающей линии и датчика, что приводит к сглаживанию осцилляций Холловского сигнала. В дальнейших экспериментах, будет использована многокаскадная система усиления и короткие передающие линии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-08-00337)

Литература

1. N.N. Mikhailov et al. // *Int. J. Nanotechnology*, 3(1): p. 120-130 (2006).
2. S. Dvoretzky et al. // *Journal of Electronic Materials*, 39(7): p. 918-923 (2010).
3. Ю.Б. Кудасов и др. // *ПТЭ*, № 6. С. 78-83 (2015).
4. M. Schultz et al. // *Phys. Rev. B* 57, 14772 (1998).
5. A.V. Ikonnikov et al. // *Semiconductor Science and Technology*, 26, 125011 (2011).
6. M.S. Zholudev et al. // *Nanoscale Research Letters* 7, 534 (2012).
7. Ю.Б. Кудасов и др. // *Нанозифика и нанозлектроника: Труды XVIII симпозиума, Нижний Новгород*, 2, 597 (2014).
8. D.A. Kozlov et al. // *Appl. Phys. Lett.* **105**, 132002 (2014).

Стимулированное излучение диапазона 1.2-1.3 мкм из квантовых ям в гибридных светоизлучающих структурах АЗВ5, выращенных на подложках Ge/Si

К.Е. Кудрявцев^{1*}, А.А. Дубинов¹, В.Я. Алешкин¹, Д.В. Юрасов¹, П.В. Горлачук², Ю.Л. Рябоштан², А.А. Мармалюк², А.В. Новиков¹, З.Ф. Красильник¹

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

² АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, корп. 1, Москва, 117342.

*e-mail: konstantin@ipmras.ru

В докладе сообщается о наблюдении стимулированного излучения в диапазоне 1.2-1.3 мкм в «гибридных» лазерных структурах с квантовыми ямами InAlAs/AlGaInAs, выращенных на подложках Si(001) с использованием буферных слоев Ge и InP. Пороговая плотность мощности возникновения стимулированного излучения составила (60-130) кВт/см² при температуре жидкого азота. Полученные результаты указывают на возможности оптимизации формируемых структур с целью снижения порога генерации и повышения рабочей температуры.

Введение

Вопросы «гибридной» интеграции светодиодных и лазерных структур на основе полупроводников АЗВ5 в кремниевые оптоэлектронные схемы активно рассматриваются сейчас в различных исследовательских лабораториях. Одним из наиболее привлекательных подходов к решению этой задачи представляется прямой эпитаксиальный рост III/V-структур с квантовыми ямами (КЯ) на кремнии с использованием различных буферных слоев. В последнее время были продемонстрировано стимулированное излучение диапазона 0.95-1.1 мкм при комнатной температуре в структурах с КЯ GaAs/AlGaAs/InGaAs, выращенных как на «отклоненных» Si подложках [1], позволяющих минимизировать формирование антифазных дефектов, так на точно ориентированных подложках Si(001) [2], применяемых в современной микроэлектронике.

В рамках структур с КЯ GaAs/InGaAs, в то же время, сложно рассчитывать на продвижение в длины волн излучения, большие, чем 1.2 мкм, а наибольший практический интерес представляет спектральный диапазон 1.3-1.55 мкм. Эффективные светодиодные и лазерные источники излучения этого диапазона могут быть реализованы на основе структур с КЯ AlGaInAs; подобные структуры выращиваются сейчас на подложках InP. В настоящем докладе работе представлены первые результаты исследования фотолюминесцентных (ФЛ) свойств и стимулированного излучения структур с КЯ на

основе AlGaInAs, выращенных на искусственных подложках Ge/Si.

Образцы и методика эксперимента

Для роста структур использовались «виртуальные» подложки Ge/Si, изготовленные в ИФМ РАН методом молекулярно-пучковой эпитаксии [3]. Лазерные структуры на основе материалов АЗВ5 формировались методом металлоорганической газовой эпитаксии в группе А.А. Мармалюка (НИИ «Полюс»). При этом последовательно осаждались ряд буферных слоев: сверхрешетка AlAs/AlGaAs, затем объемные (толщиной ~1 мкм), слои GaAs и InP. Далее формировалась непосредственно активная область структуры с барьерными слоями InAlAs и несколькими КЯ AlGaInAs. Выращивались также «спутники» лазерных структур на подложках GaAs.

Измерения ФЛ выращенных структур проводились при температуре T=77 К. Возбуждение ФЛ осуществлялось на длине волны 800 нм как в непрерывном, так и в импульсном режиме; источником мощного импульсного излучения была система на основе твердотельного лазера Solar LQ529 и параметрического генератора света LP601. Сигнал ФЛ собирался с поверхности либо с торца исследуемой структуры, анализировался решеточным монохроматором и детектировался фотоприемником на основе InGaAs диодной линейки (Princeton Instruments OMA-V).

Результаты и обсуждение

Спектры ФЛ исследуемых образцов, измеренные при температуре $T=77$ К в условиях слабой накачки при возбуждении непрерывным лазером, приведены на рис. 1. Все рассматриваемые структуры показали интенсивную ФЛ; следует отметить, что интегральная интенсивность излучения была даже несколько выше для образцов, выращенных на «гибридных» подложках Ge/Si, чем для «спутников» этих структур на подложках GaAs. В то же время, однородность массива КЯ, сформированного на подложках Ge/Si, значительно хуже, чем для GaAs. Ширина линии спонтанной ФЛ при $T=77$ К составила для этих структур ~ 100 мэВ и ~ 30 мэВ, соответственно.

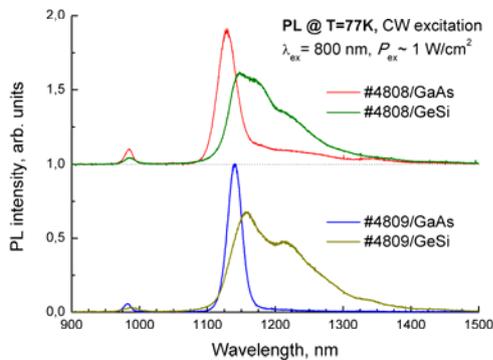


Рис. 1. Спектры спонтанной ФЛ исследуемых лазерных структур, выращенных на подложках GaAs и «гибридных» подложках Ge/Si

Спектры ФЛ, полученные в условиях мощной импульсной накачки исследуемых структур, приведены на рис. 2. Спектры (a) и (c) зарегистрированы при сборе излучения с торца структур. Также для сравнения приведены (не в масштабе) спектры спонтанной эмиссии (b, d). Сопоставление вида спектров при различных значениях плотности мощности возбуждения (обужение линии излучения) и пороговый характер зависимости интегральной интенсивности ФЛ от мощности накачки (см. вставку на рис. 2) позволяют сделать вывод, что как для структур на подложках GaAs, так и для структур на Ge/Si подложках реализуется режим стимулированного излучения. При этом порог возникновения стимулированного излучения оценивается, для серии исследованных образцов, на уровне $\sim(6\div 10)$ кВт/см² для структур на подложках GaAs

и $\sim(60\div 130)$ кВт/см² для образцов на Ge/Si подложках.

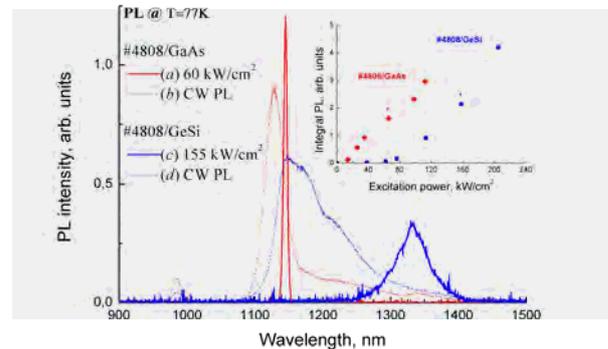


Рис. 2. Спектры ФЛ структур, выращенных на подложках GaAs (a) и Ge/Si (c), при мощной импульсной накачке. Для сравнения приведены спектры спонтанной ФЛ этих структур (b, d). На вставке: зависимость интегральной интенсивности ФЛ от плотности мощности возбуждения

Следует отметить, для образцов на Ge/Si подложке спектральная ширина линии излучения, наблюдаемого при мощной накачке, весьма велика и составляет $\delta E \sim 35$ мэВ (для структур на GaAs подложках $\delta E < 5$ мэВ), а максимум этой линии находится далеко от максимума спонтанной ФЛ. Указанные факторы позволяют рассчитывать на возможность оптимизации дизайна и ростовых параметров с целью снижения неоднородности получаемых структур, уменьшения порога возникновения стимулированного излучения и повышения температуры, при которой может быть реализовано стимулированное излучение (в исследованных в данной работе структурах на Ge/Si подложках при комнатной температуре удалось наблюдать только спонтанную эмиссию).

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (#14-12-00644) на оборудовании УСУ «Фемтоспектр» Центра коллективного пользования ИФМ РАН.

Литература

1. J. Wang et al. // J. Lightwave Technol., **33**, 3163 (2015).
2. V.Ya. Aleshkin et al. // Appl. Phys. Lett., **109**, 061111 (2016).
3. Д.В. Юрасов и др. // ФТП, Т. 49, 1463 (2015).

Возбуждённые состояния магнитотрионов в двумерной электронной системе

В.А. Кузнецов^{1, 2*}, Л.В. Кулик², А.С. Журавлёв², И.В. Кукушкин²

¹Национальный исследовательский университет, Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия.

²Институт физики твёрдого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия.

*volod_kuzn@issp.ac.ru

Экспериментально обнаружены возбуждённые состояния трионов в режиме квантового эффекта Холла на факторе заполнения 2. Значения энергии из спектров фотолюминесценции соотнесены с численным расчётом.

Связанные состояния из экситона и заряженной частицы, трионы, предсказаны Лампертом ещё в 1967 году [1]. При этом, экспериментальные наблюдения до последнего времени ограничивались трионами, локализованными на заряженных неоднородностях. В работе [2] проведена оценка энергии свободного триона, но только с помощью отодвигания донорного слоя на большую длину. Мы показали наличие свободных трионов в двумерной электронной системе на факторе заполнения 2 [3] и обнаружили их возбуждённые состояния в спектрах фотолюминесценции.

Чтобы получить трион, можно взять экситон и присоединить к нему третью заряженную частицу. Известно, что экситоны нестабильны в металлах, в том числе и в двумерном электронном газе. При этом, двумерный электронный газ превращается в изолятор на чётных целых факторах заполнения в квантующем магнитом поле при температурах меньше циклотронной энергии. Возбуждения в Холловском изоляторе — магнитоэкситоны. Наиболее простой тип магнитоэкситонов, экситоны с дыркой на уровне Ландау сразу под уровнем Ферми и электроном на уровне Ландау сразу над уровнем Ферми. В рассмотренном случае, при $\nu = 2$, это экситон из дырки на нулевом уровне в зоне проводимости и электрона на 1 уровне в зоне проводимости. Таких экситонов может быть 2: синглетный с полным спином $S = 0$ и триплетный с полным спином $S = 1$ [4]. Синглетный экситон — просто магнитоэксцитон. Он быстро распадается в основное состояние с помощью дипольного излучения. Триплетный экситон не может распасться дипольно по закону сохранения спина. Кроме того, многочастичное кулоновское взаимодействие снижает его энергию относительно циклотронной. Измеренное время жизни таких

экситонов составляет сотни микросекунд [5]. Этого времени может быть достаточно для присоединения третьей частицы.

Мы обнаружили линии фотолюминесценции, с энергией выше, чем энергия одночастичных переходов. Эти линии связаны с присутствием в системе триплетных магнитоэкситонов. Энергетический сдвиг относительно основного перехода по порядку величины совпадает с численным расчётом по теории Дзюбенко [6].

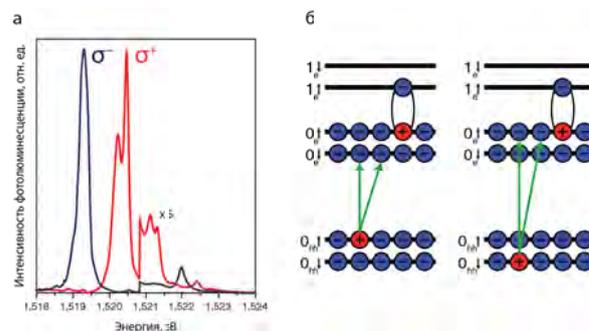


Рис. 1. «а» — циркулярно поляризованные спектры фотолюминесценции. «б» — предполагаемая схема переходов из возбуждённых состояний триона в основное

Литература

1. M.A. Lampert // Phys. Rev. Lett. 1, 450 (1958).
2. V.V. Solovyev, I.V. Kukushkin // Phys. Rev. B, 79, 233306 (2009).
3. A.S. Zhuravlev, V.A. Kuznetsov, L.V. Kulik, V.E. Bisti, V.E. Kirpichev, I.V. Kukushkin // Phys. Rev. Lett. 117, 196802 (2016).
4. L.V. Kulik, I.V. Kukushkin, S. Dickmann, V.E. Kirpichev, A.B. Van'kov, A.L. Parakhonsky, J.H. Smet, K.v. Klitzing, W. Wegscheider // Phys. Rev. B 72, 073304 (2005).
5. L.V. Kulik, A.V. Gorbunov, A.S. Zhuravlev, V.B. Timofeev, S. Dickmann, I.V. Kukushkin // Sci. Rep. 5, 10354 (2015).
6. A.B. Dzyubenko // Phys. Rev. B., 65 035318 (2002)

Аномальный эффект Нернста-Эттинсгаузена в гетероструктурах, содержащих слои дельта-марганца в матрице арсенида галлия

Ю.М. Кузнецов^{1,*}, М.В. Дорохин², А.В. Кудрин¹, О.В. Вихрова²

¹ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23 а, Нижний Новгород, 603950

² НИФТИ ННГУ, просп. Гагарина, д. 23 а, Нижний Новгород, 603950

*yurakz94@list.ru, §dorokhin@nifti.unn.ru

В настоящей работе приводятся результаты исследования магнитных свойств ферромагнитной полупроводниковой гетероструктуры, содержащей δ-Mn-слой в матрице GaAs методом измерения эффекта Нернста-Эттинсгаузена. Показано наличие аномального эффекта Нернста-Эттинсгаузена при температурах ниже точки Кюри. Рассмотрен переход ферромагнетик – парамагнетик при измерении магнитолевой зависимости напряжения Нернста-Эттинсгаузена при повышении температуры.

Введение

Терромагнитные явления привлекают всё большее внимание для анализа свойств полупроводниковых материалов, особенно это касается разбавленных магнитных полупроводников. В «стандартном» эксперименте измерение эффекта Нернста-Эттинсгаузена (Н-Э) используется для анализа электрических свойств (Холл-фактора, концентрации, подвижности) [1]. Помимо этого, в ферромагнитных структурах наряду с «обычным» эффектом Н-Э может регистрироваться и аномальный эффект Н-Э (по аналогии с аномальным эффектом Холла) [2]. Параметры аномального эффекта Н-Э, в частности его знак, дают информацию о характере рассеяния носителей в ферромагнитных материалах выше и ниже точки Кюри и, в ряде случаев о механизмах ферромагнитного упорядочения.

Эффект Нернста-Эттинсгаузена

Схема измерения эффекта Нернста-Эттинсгаузена (НЭ) представлена на рис.1. В основе измерений лежит тот же принцип, что и при измерениях эффекта Холла – разделение носителей заряда в магнитном поле, движущихся от одной грани образца к другой. В отличие от эффекта Холла, где движение носителей связано с пропусканием через структуру электрического тока, в эффекте НЭ движение носителей заряда связано с наличием в исследуемой структуре созданного градиента температур (см. рис. 1). При исследовании ферромагнитных структур на зависимости напряжения Холла от магнит-

ного поля появляется нелинейный участок, связанный со спин-зависимым рассеянием носителей (аномальный эффект Холла). Описанные выше рассуждения справедливы и для эффекта НЭ. Согласно [3] по аналогии с эффектом Холла можно записать выражение:

$$E = S\nabla T - Q_0[B\nabla T] - Q_s[M\nabla T], \quad (1)$$

где S – коэффициент Зеебека (характеризует возникающую термо-ЭДС вследствие несимметричности контактов относительно теплового потока и направления внешнего магнитного поля), ∇T – градиент температуры в исследуемой структуре, Q_0 – постоянная Нернста-Эттинсгаузена, B – индукция внешнего магнитного поля, Q_s – постоянная аномального Нернста-Эттинсгаузена, M – магнитный момент.

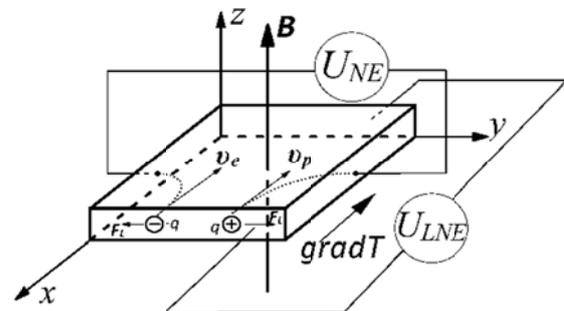


Рис. 1. Схематичный вид возникновения эффекта Нернста-Эттинсгаузена

Методика регистрации напряжения продольной и поперечной составляющей напряжения Нернста-Эттинсгаузена схожа с методикой регистрации напря-

жения Холла [2] за исключением того, что источником возбуждения в эффекте Нернста-Эттингаузена является градиент температур на гранях образца.

Структуры для исследований

В настоящей работе исследован аномальный эффект НЭ в ферромагнитной полупроводниковой гетероструктуре, содержащей δ <Mn>-слой в матрице GaAs [4]. Структура сформирована комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного осаждения на подложке GaAs (100). Схематичный вид структуры проиллюстрирован на рисунке 2.

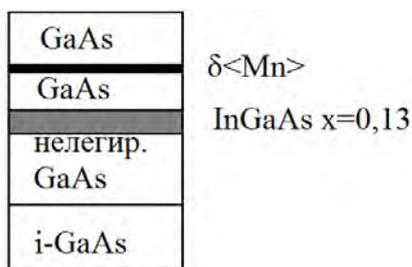


Рис. 2. Схематичный вид исследуемой структуры

Результаты эксперимента

При исследовании эффекта Нернста-Эттингаузена при низких температурах ($T_{cold}=16K$, $T_{sr}=64.4K$, $T_{hot}=112.8K$), наблюдается нелинейная зависимость, напряжения НЭ от магнитного поля (рис. 3). Данный эффект связывается со спин-зависимым рассеянием носителей в ферромагнитной структуре. Стоит заметить, что эффект Холла при температуре холодной грани образца измерить не удалось в виду высокого сопротивления исследуемой структуры.

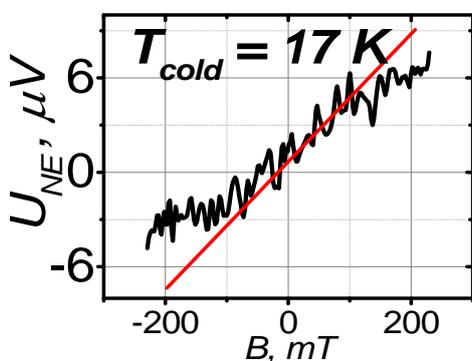


Рис. 3. Магнитополевая зависимость напряжения Нернста-Эттингаузена

Отметим, что, средняя температура образца значительно выше точки Кюри. Нелинейная зависимость напряжения НЭ от магнитного поля, таким образом, связывается со спин-зависимым рассеянием в области холодной грани образца, температура которой ниже точки Кюри. При повышении температуры холодной конца исследуемой структуры выше точки Кюри (путём разогрева всей системы в целом), вид магнитополевой зависимости напряжения НЭ меняется (рис.4). Условия эксперимента ($T_{cold}=50K$, $T_{sr}=98.4K$, $T_{hot}=146.8K$), при этом зависимость $U(H)$ может быть описана линейной функцией. Подобное изменение связывается с переходом всей структуры в парамагнитное состояние.

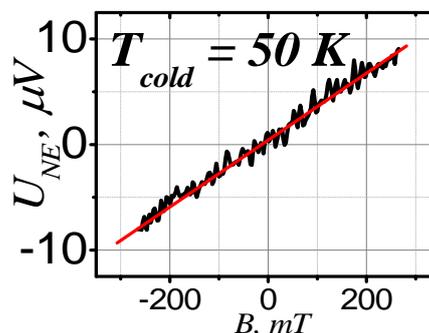


Рис. 4. Линейная магнитополевая зависимость напряжения Нернста-Эттингаузена

Выводы

Результаты эксперимента показали, что исследуемый образец является ферромагнетиком с температурой Кюри 17 К. Установлено, что аномальный эффект Нернста-Эттингаузена может наблюдаться при средней температуре выше точки Кюри, однако холодная часть исследуемой структуре должна находиться в ферромагнитном состоянии. Измерения аномального эффекта Нернста-Эттингаузена, таким образом, позволяют анализировать магнитные свойства материалов вблизи точки Кюри.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ 17-79-20173).

Список литературы

1. Л.С. Стильбанс. Физика полупроводников. – М.: Советское радио, 1967. 452 с.
2. N. Nagaosa et.al. // Rev. Mod. Phys. V.82. P.1539 (2009).
3. А.Д. Арсеньева и др. // Физика твёрдого тела. Том 33, №5, с. 1443, (1991).
4. О.В. Вихрова, и др. // ПЖТФ. Т.35, №14. С.8 (2009).

Теоретический предел на максимальную рабочую частоту алмазных полевых транзисторов с дельта-допированными проводящими каналами

В.А. Кукушкин^{1, 2}

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

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

vakuk@appl.sci-nnov.ru

Проведено моделирование работы униполярных полевых транзисторов на осажденном из газовой фазы (CVD) алмазе с дельта-допированными бором проводящими каналами. Установлено, что за счёт большей подвижности дырок максимальная рабочая частота таких транзисторов может быть в несколько раз выше, чем у аналогичных приборов с однородно допированными проводящими каналами с той же концентрацией бора, что и в максимуме его распределения в дельта-допированном проводящем канале.

Алмаз обладает уникальными свойствами, в т. ч. высокими пробойным электрическим полем, теплопроводностью, радиационной и химической стойкостью и др. Это делает его перспективным материалом для создания оптических и электронных приборов с рекордными характеристиками, в частности транзисторов. В настоящее время на основе осажденного из газовой фазы (CVD) алмаза созданы биполярные транзисторы с р-п переходом, полевые транзисторы с р-п переходом и униполярные полевые транзисторы металл–полупроводник и металл–изолятор–полупроводник с дельта-допированными проводящими каналами. Хотя их параметры ещё далеки от желаемых, потенциально они являются мощными и быстродействующими устройствами.

Настоящая работа посвящена установлению теоретического предела на максимальную рабочую частоту f_{\max} униполярных полевых транзисторов на CVD алмазе, определяемую временем прохождения носителями заряда подзатворной области. Очевидно, что наибольшей f_{\max} должны обладать транзисторы этого класса с дельта-допированными каналами. Это объясняется тем, что дельта-допирование, т. е. создание очень тонкого (с толщиной порядка нескольких периодов кристаллической решётки) допированного слоя (т. н. дельта-слоя) в недопированном материале позволяет существенно повысить подвижность носителей заряда и, следовательно, f_{\max} основанного на таком слое прибора. Данный эффект связан с тем, что

вследствие квантового эффекта двумерный газ носителей заряда частично проникает за пределы потенциальной ямы, создаваемой дельта-слоем. В результате значительная часть носителей движется в недопированном материале и не рассеивается на атомах допирующей примеси, находящихся в дельта-слое. Благодаря этому подвижность носителей заряда может существенно повыситься по сравнению со случаем однородного допирования с той же концентрацией, что и в дельта-слое.

Метод расчёта

Для моделирования были выбраны проводящие каналы, дельта-допированные бором — допирующей примесью, имеющей наименьшую энергию активации в алмазе. Параметры дельта-слоёв бора были взяты близкими к достигнутым авторами [1]: толщина дельта-слоя 3 нм, концентрация атомов бора $2.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ внутри него и ноль за его пределами. Учитывалось рассеяние дырок на ионизованных (т. е. обладающих отрицательным элементарным зарядом) и нейтральных атомах бора дельта-слоя, а также на акустических и оптических фононах. Зависимости соответствующих времён релаксации для средних скорости (v) и энергии (u) дырок от величины этой энергии вычислялись в борновском приближении с учётом эффектов экранирования и двумерной специфики невырожденного дырочного газа. Считалось, что вследствие малой толщины дельта-слоя реализуются только основные подзоны размерного квантования для тяжелых,

лёгких и спин-отщеплённых дырок. Полагалось, что при комнатной температуре заселена, как наиболее низколежащая по энергии, только основная подзона тяжелых дырок. Принималось, что рассеяние находящихся в ней дырок в основные подзоны лёгких и спин-отщеплённых дырок подавлено из-за большой разницы их энергий. В итоге рассматривалась только основная подзона тяжелых дырок.

Результирующие времена релаксации для средних скорости и энергии дырок ($\tau_v(u)$ и $\tau_u(u)$ соответственно) находились с помощью правила Маттиссена, т.е. путём суммирования обратных времён релаксации, обусловленных вышеперечисленными эффектами. Зависимости v и u от координаты x , направленной от истока к стоку и отсчитываемой от начала подзатворной области, вычислялись с помощью известной системы уравнений [2]

$$v dv/dx = -eE/m - v/\tau_v(u), \quad (1)$$

$$v du/dx = -eEv - (u - u_{th})/\tau_u(u). \quad (2)$$

Здесь $e > 0$ — равный элементарному заряд дырки, m — её масса, $E = 1$ МВ/см — принимаемое однородное электрическое поле в подзатворной области, u_{th} — тепловая средняя энергия дырок, равная $u_0 + k_B T$, где u_0 — энергия дна подзоны размерного квантования, k_B — постоянная Больцмана, T — температура. Система (1)–(2) решалась численно при начальных условиях $v(x=0) = 0$ и $u(x=0) = u_{th}$.

Результаты и обсуждение

Максимальная рабочая частота даётся формулой

$$f_{max} = 1 / \left(2\pi \int_0^{l_g} dx/v \right), \quad (3)$$

где l_g — длина подзатворной области. Как видно из рис. 1, потенциальное быстродействие полевого транзистора с дельта-допированным проводящим каналом становится существенно выше, чем у его аналога с однородно допированным проводящим каналом для l_g больших примерно 30 нм. При малых l_g порядка 10 нм для полевого транзистора с

дельта-допированным проводящим каналом $f_{max} \approx 5$ ТГц.

Для уменьшения сопротивления транзистора в режиме пропускания тока можно использовать проводящий канал с несколькими дельта-слоями, расположенными друг от друга на расстояниях порядка и больше поперечного (по отношению к плоскости слоёв) масштаба распределения дырок в каждом из этих слоёв. Очевидно, что при этом подвижность дырок, а следовательно и быстродействие транзистора останутся столь же высокими, как и в случае проводящего канала с одним дельта-слоем.

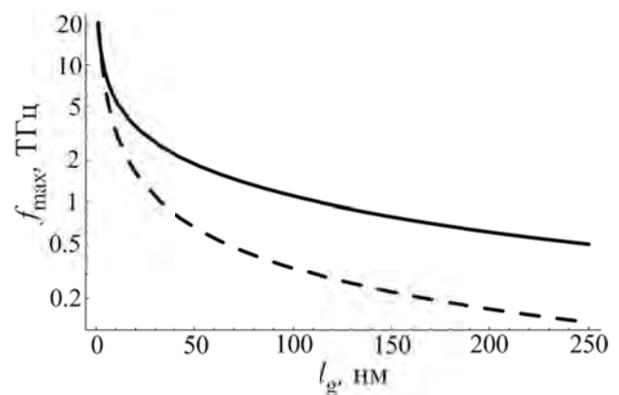


Рис. 1. Зависимость f_{max} от l_g для полевого транзистора с дельта-допированным проводящим каналом (сплошная кривая) и однородно допированным проводящим каналом с такой же концентрацией атомов бора, что и в дельта-слое дельта-допированного проводящего канала [3] (штриховая кривая)

Работа поддержана РФФ (грант 17-19-01580).

Литература

1. J.E. Butler, A. Vikharev, A. Gorbachev et al. // Phys. Status Solidi Rapid Research Letters, v. 11, 1600329 (2017).
2. M. Shur // Electronics Letters, v. 12, 615 (1976).
3. В.А. Кукушкин, Труды VI Всероссийской научно-технической конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», 29 мая–1 июня 2017 г., г. С.-Петербург, С.-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), сс. 208–212 (2017).

Ускорение релаксации фотолюминесценции на межзонных переходах в квантовых ямах InGaAs в GaAs за счёт возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на границе GaAs с Au

В.А. Кукушкин^{1,2}, Н.В. Байдусь³, С.М. Некоркин³, Д.И. Курицын⁴, А.В. Здравейцев³

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

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

³ НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

⁴ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

vakuk@appl.sci-nnov.ru

Экспериментально продемонстрировано, что времена релаксации фотолюминесценции на межзонных переходах между уровнями размерного квантования электронов и дырок в квантовых ямах (КЯ) InGaAs в GaAs укорачиваются в несколько раз при уменьшении расстояния между КЯ и границей GaAs с Au до нескольких десятков нанометров за счёт возбуждения на этой границе поверхностных плазмон-поляритонов (ПП). Установлено, что время релаксации фотолюминесценции на меньшей длине волны, отвечающей рекомбинационному переходу между возбужденными уровнями электронов и дырок в КЯ, существенно короче, чем время релаксации фотолюминесценции на большей длине волны, соответствующей рекомбинационному переходу между основными уровнями. Предложена теоретическая модель, количественно объясняющая экспериментальные результаты.

Создание быстродействующих и обладающих высоким коэффициентом полезного действия (КПД) светодиодов Шоттки ближнего инфракрасного диапазона частот с квантовыми ямами (КЯ) является актуальной задачей современной полупроводниковой оптоэлектроники. Для повышения быстродействия таких устройств необходимо обеспечить быстрое гашение электролюминесценции КЯ при выключении токовой накачки. В принципе этого можно достичь, вводя в структуру дополнительные центры безызлучательной рекомбинации находящихся в КЯ электронов и дырок. Однако такой подход приведет к резкому уменьшению КПД основанного на такой структуре светодиода Шоттки.

Поэтому перспективным представляется другой путь повышения быстродействия светодиодов Шоттки, не связанный со снижением их КПД. Он заключается в уменьшении (до нескольких десятков нанометров) расстояния между КЯ и металлическим контактом. В результате при рекомбинации находящихся в КЯ электронов и дырок будут излучаться не только обычные фотоны, но и поверхностные плазмон-поляритоны (ПП), представляющие собой локализованные на границе раздела по-

лупроводника и металла (т.е. двух сред с разными знаками диэлектрических проницаемостей) самосогласованные колебания поляризации и электромагнитного поля. Это приведет к ускорению гашения электролюминесценции КЯ при выключении токовой накачки. С другой стороны, ПП вследствие рассеяния на шероховатостях границы полупроводника и металла превращаются в обычные фотоны, свободно покидающие структуру. В результате КПД основанного на такой структуре светодиода Шоттки практически не снизится.

Поэтому для создания быстродействующих и высокоэффективных светодиодов Шоттки представляет интерес изучение зависимости времени релаксации люминесценции КЯ на различных длинах волн от её расстояния до границы с металлом.

Методика эксперимента

Гетероструктуры с КЯ InGaAs в GaAs были выращены методом МOC-гидридной эпитаксии на установке AIX 200RF на подложках i-GaAs(100). Они состояли из буферного слоя толщиной 1 мкм, КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 10 нм, $x = 0.15-0.2$, и покровного слоя GaAs с толщиной (равной расстоянию от

КЯ до поверхности) 20, 40, 70 нм для разных структур. Было выращено две серии структур: три нелегированные структуры (фоновый уровень концентрации электронов $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и аналогичные им три легированные структуры (концентрация Si в буферных и покровных слоях $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

Для измерения кинетики гашения фотолюминесценции выкалывались прямоугольные образцы, половина каждого из которых покрывалась полупрозрачной плёнкой Au толщиной 10 нм. Они помещались в криостат, в котором измерялись спектральные и кинетические зависимости фотолюминесценции при 8 К последовательно для свободных и покрытых Au частей их поверхностей.

Фотолюминесценция КЯ возбуждалась через плёнку Au излучением фемтосекундного титан-сапфирового лазера “Tsunami”. Для измерения времени релаксации фотолюминесценции использовался т. н. метод ап-конверсии частоты [1].

Результаты и обсуждение

Установлено, что покрытие Au уменьшает время релаксации фотолюминесценции до более чем 3-х раз, причём это уменьшение тем больше, чем меньше расстояние от КЯ до границы GaAs–Au. Этот эффект объясняется генерацией на границе раздела GaAs–Au ПП, которые ускоряют излучательную рекомбинацию электронов и дырок в КЯ. Поскольку электрическое поле ПП экспоненциально спадает от границы GaAs с Au вглубь GaAs, то приближение КЯ к этой границе должно увеличивать эффективность их генерации и, следовательно, уменьшать время релаксации фотолюминесценции.

В n-легированных структурах времена релаксации фотолюминесценции меньше, чем в нелегированных. Это объясняется тем, что эти времена обратно пропорциональны частоте столкновений электронов и дырок, а в n-легированных структурах при одинаковом уровне возбуждающего оптического излучения она выше (за счёт большей концентрации электронов), чем в нелегированных.

Из полученных данных видно, что время релаксации фотолюминесценции на большей длине волны дольше, чем на меньшей длине волны.

Поскольку фотолюминесценция на этих длинах волн обусловлена рекомбинацией электронов и дырок, находящихся соответственно на основных и возбуждённых уровнях в КЯ, то населённость возбуждённых электронных и дырочных уровней спадает быстрее, чем основных за счёт безызлучательной релаксации электронов и дырок на основные уровни.

Для объяснения полученных результатов предложена теоретическая модель, в которой учтён приход носителей заряда из барьеров на уровни размерного квантования в КЯ после окончания фемтосекундного возбуждающего лазерного импульса с надбарьерной энергией фотонов, перераспределение носителей заряда между этими уровнями и их излучательная рекомбинация за счёт испускания как обычных фотонов, так и ПП.

На рис. 1 приведены результаты такого моделирования в сравнении с экспериментальными данными для одной из выращенных структур.

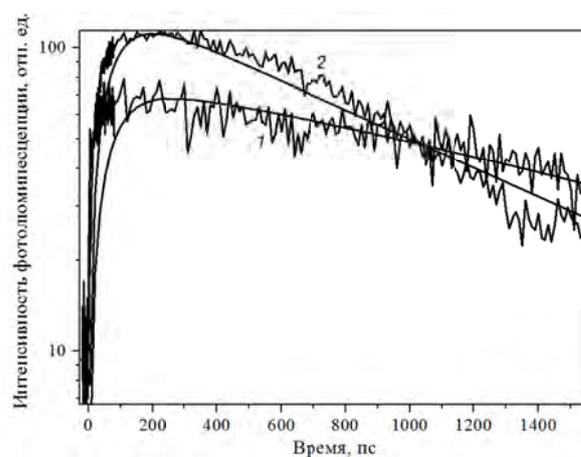


Рис. 1. Экспериментальные (изрезанные кривые) и теоретические (гладкие кривые) временные зависимости интенсивности фотолюминесценции для структуры 1335 (допированная, расстояние от КЯ до границы GaAs с Au 40 нм) на длинах волн 912 (кривые 1) и 864 (кривые 2) нм

Работа поддержана РФФИ (грант 16-02-00450-а).

Литература

1. A. Othonos // Journal of Applied Physics, v. 83(4), 1789 (1998).

Транспорт вдоль геликоидального края в присутствии магнитной примеси

В.Д. Курилович^{1, 2, 3, *}, П.Д. Курилович^{1, 2, 3, *}, И.С. Бурмистров^{3, 1}, М. Гольдштейн⁴

¹ Московский Физико-Технический Институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, 141701.

² Сколковский Институт Науки и Технологий, ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143026.

³ Институт Теоретической Физики им. Л.Д. Ландау, ул. Косыгина, д. 2, Москва, 119334.

⁴ Тель-Авивский Университет, Тель-Авив, Израиль, 6997801.

*vladislav.kurilovich@gmail.com

Мы теоретически рассматриваем влияние рассеяния электронов на квантовой магнитной примеси типа Кондо на вольт-амперную характеристику геликоидального края двумерного топологического изолятора. Мы вычисляем поправку к току вдоль края, связанную с рассеянием назад, предполагая, что обменная связь между примесью и электронами имеет произвольную матричную структуру. Спин примеси также считается произвольным. Мы показываем, что дифференциальный кондактанс как функция напряжения может быть немонотонен. Кроме того, мы обсуждаем влияние локальной одноосной анизотропии на поправку к краевой проводимости.

Введение

В настоящее время, большое внимание приковано к особому классу материалов – топологическим изоляторам. Ярким примером таких веществ (или гетероструктур) являются двумерные квантовые ямы CdTe/HgTe/CdTe с шириной $d > 6.3$ нм.

Основной особенностью двумерных топологических изоляторов является наличие пары бесщелевых Дираковских состояний, локализованных вблизи края образца. Сильная спин-орбитальная связь в структурах проявляет себя в спиновой поляризации краевых состояний: возбуждения, распространяющиеся вдоль границы в разных направлениях, обладают противоположными проекциями спина на нормаль к плоскости топологического изолятора. Такая связь спина с направлением движения приводит к невозможности упругого рассеяния краевых состояний на потенциальном беспорядке, вследствие чего немагнитные примеси не оказывают существенного влияния на транспорт электрического тока вдоль края. Поэтому, согласно теоретическим предсказаниям, проводимость топологического изолятора должна иметь идеальное баллистическое значение [1].

В тоже время, эксперименты, проведенные на образцах с размером больше одного микрометра [2], приводят к большим значениям сопротивления. В связи с этим, имеется интерес к исследованию возможных механизмов рассеяния в краевом канале. Одним из типов возмущений, которые могут при-

водить к рассеянию краевых состояний с переворотом спина, являются магнитные примеси.

В данной работе мы проводим детальный теоретический анализ транспортных свойств края двумерного топологического изолятора, вблизи которого находится уединенная квантовая магнитная примесь типа Кондо. Спин примеси предполагается произвольным. Величина обменного взаимодействия между краевыми электронами и примесью рассматривается как малый параметр в рамках теории возмущений, а спиновая структура обмена описывается 9-компонентной матрицей общего вида.

Методы и результаты

При заданном постоянном напряжении, поправка к току вдоль края, связанная с рассеянием электронов на магнитной примеси, определяется неравновесным стационарным состоянием последней. Для того чтобы установить это состояние, мы вывели Марковское кинетическое уравнение на временную эволюцию матрицы плотности примеси. С его помощью мы нашли точное выражение для отклонения линейного кондактанса от баллистического значения e^2/h в присутствии примеси с произвольным спином. Оказывается, что примесь может влиять на ток вдоль края топологического изолятора только в том случае, когда форма обменного взаимодействия допускает процессы, не сохраняющие проекцию углового момента на ось, перпендикулярную к плоскости топологического изолятора.

Мы выяснили, что задача о рассеянии тока примесью со спином $\frac{1}{2}$ допускает точное аналитическое решение при произвольном напряжении и температуре. Интересной особенностью дифференциального контактанса в этом случае является насыщение при напряжении много меньшем температуры по параметру безразмерной константы связи.

Для примесей с произвольным спином, мы показали, что в пределе больших напряжений стационарная матрица плотности имеет Гиббсовский вид, который описывается неравновесной эффективной температурой. Эффективная температура нетривиальным образом зависит от матричной структуры обменного взаимодействия и выходит на насыщение при напряжении порядка температуры. Мы выяснили, что поправка к дифференциальному контактансу может являться немонотонной функцией с несколькими экстремумами.

Мы изучили влияние перенормировок типа Кондо на транспорт вдоль края в однопетлевом приближении. Не смотря на то, что при приближении к температуре Кондо безразмерные константы обменной связи растут, линейный контактанс падает к нулю.

Подробное изложение результатов этой части работы приведено в [3].

Помимо этого, мы изучили влияние одноосной локальной магнитной анизотропии примеси на транс-

порт вдоль края в широком диапазоне напряжений и температур. Возможный механизм возникновения такой анизотропии – обменное взаимодействие примеси с краевыми и объемными состояниями в квантовой яме. Мы обнаружили, что анизотропия существенным образом влияет на отличие дифференциального контактанса от баллистического значения в диапазоне температур и напряжений, много большем чем ее типичное значение.

Кроме того, мы выяснили, что зависимость дифференциального контактанса от напряжения может существенно отличаться для примесей с целым и полуцелым спином. Такая особенность является проявлением крамеровского вырождения анизотропных уровней для примеси с полуцелым спином. Различия проявляются как в низкоэнергетическом транспорте, при температурах и напряжениях меньше характерной величины локальной анизотропии, так и в транспорте при больших энергиях, когда температура или напряжение превышают величину анизотропии.

Литература

1. B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang // *Science*, V. 314, 1757 (2006).
2. M. König et al. // *Science*, V. 318, 766 (2007).
3. P.D. Kurilovich, V.D. Kurilovich, I.S. Burmistrov, M. Goldstein // *JETP Letters*, V. 106, 575 (2017).

Статистика краевого тока в двумерном топологическом изоляторе при наличии магнитной примеси

П.Д. Курилович^{1,2,3}, В.Д. Курилович^{1,2,3}, И.С. Бурмистров^{3,1}, М. Гольдштейн⁴, Ю. Гефен⁵

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, Долгопрудный, 141701.

² Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143026.

³ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, ул. Косыгина, д. 2, Москва, 119334.

⁴ Тель-Авивский университет, Тель-Авив, Израиль, 6997801.

⁵ Институт Вейцмана, Реховот, Израиль, 7610001.

*kurilovichpd@gmail.com

Магнитная примесь, расположенная около края двумерного топологического изолятора, может приводить к отражению краевых электронных состояний. Мы исследовали статистику отраженного краевого тока при наличии уединенной магнитной примеси. Мы получили компактные выражения для первых двух кумулянтов отраженного тока, а также выяснили, что в отражении важны коррелированные двухчастичные процессы. Мы установили, что Фано-фактор, связанный с рассеянием на магнитной примеси, принимает значения в диапазоне от одного до двух вне зависимости от того, насколько анизотропным является взаимодействие краевых электронов с примесью. Кроме того мы вычислили характеристическую функцию для статистики отраженного от примеси заряда.

Введение

В последнее время двумерные топологические изоляторы привлекли значительный теоретический и экспериментальный интерес. Основной особенностью таких структур является наличие квантового спинового эффекта Холла, обусловленного сильным спин-орбитальным взаимодействием. Эффект проявляется в наличии двух геликоидальных краевых электронных состояний, связанных симметрией по отношению к обращению времени. Угловой момент электронов в этих состояниях напрямую связан с направлением движения, благодаря чему они защищены от упругого рассеяния на потенциальном беспорядке.

Теоретически, эта топологическая защищенность краевых состояний приводит к идеальному квантованному значению кондактанса вдоль края. Однако это предсказание оспаривается экспериментами [1]. Несмотря на то, что для коротких образцов кондактанс близок к баллистическому, для более длинных образцов происходит значительное его подавление. Такое ослабление транспортных свойств может иметь ряд причин: от взаимодействия электронов друг с другом, до их туннелирования на зарядовые лужи вблизи края. При определенных значениях параметров зарядовые лужи ведут себя как магнит-

ные примеси со спином $\frac{1}{2}$, анизотропно взаимодействующие с краевыми электронами. Кроме того, к отражению может приводить и наличие обычных магнитных примесей, таких как атомы марганца.

Недавно в работе [2] было представлено исследование шума краевого тока, отраженного от магнитной примеси, которая взаимодействует с геликоидальными краевыми электронами слабо анизотропным образом. Авторы вычислили шум в широком диапазоне частот и напряжений. Одним из важных результатов их работы является нахождение Фано-фактора для отраженного тока. Было выяснено, что для слабо анизотропных примесей он принимает значения от 1 до 2, что может говорить о коррелированном парном отражении электронов при определенных параметрах матрицы взаимодействия электронов и примеси.

Результаты

В данной работе мы исследовали рассеяние краевых электронов магнитной примесью. Для этого мы рассмотрели уединенную магнитную примесь со спином $\frac{1}{2}$, произвольным образом взаимодействующую с краевыми электронами. Мы не предполагали малости анизотропного обмена между краевыми электронами и магнитной примесью по срав-

нению с изотропным обменом. Единственным накладываемым ограничением для наших ответов является общая малость безразмерных обменных констант.

Мы исследовали статистику отраженного тока, опираясь на известный формализм, развитый для таких задач, как нахождение полной статистики (full counting statistics) заряда протекшего через туннельный контакт. Формализм строится на основе обобщенного кинетического уравнения Линблада для матрицы плотности, описывающей магнитную примесь. Он позволяет систематически определить все кумулянты заряда краевых электронов, за некоторое время отраженных от магнитной примеси.

В частности, полагаясь на описанную технику, мы вычислили отраженный от примеси средний ток и средний токовый шум на нулевой частоте в пределе больших напряжений, подведенных к краю топологического изолятора. Мы получили компактные формулы для этих величин. Используя эти результаты, мы выяснили, что Фано-фактор, связанный с рассеянием электронов на магнитной примеси, лежит в диапазоне от одного до двух вне зависимости от силы анизотропии взаимодействия магнитной примеси и краевых электронов.

В пределе почти изотропного взаимодействия этот ответ согласуется с ответом из работы [1]. Тот

факт, что Фано-фактор может принимать значения лишь от одного до двух, говорит о том, что при рассеянии могут быть важны коррелированные двухчастичные процессы. Мы выяснили, для каких видов взаимодействия между магнитной примесью и краевыми электронами Фано-фактор становится близок к двойке.

Кроме того мы вычислили характеристическую функцию и функцию распределения тока отраженного от примеси в различных диапазонах параметров задачи. Мы обнаружили значимый эффект четности, который проявляется в разном поведении функции распределения отраженного заряда краевых электронов для четного и нечетного числа отраженных электронов. Это подтверждает утверждение о значимой роли коррелированных парных процессов.

Интересным образом, вклад парных отражений в статистику может быть значим и при Фано-факторе значительно меньше двух.

Литература

1. M. König et al. // *Science*, V. 318, 766 (2007).
2. Jukka I. Väyrynen and Leonid I. Glazman // *Phys. Rev. Letters*, V. 118, 106802 (2017).

Исследование процессов выращивания легированных азотом тонких слоев алмаза для создания пространственно локализованных NV центров

М.А. Лобаев¹, А.М. Горбачев^{1,*}, С.А. Богданов¹, М.Н. Дроздов², А.Л. Вихарев¹, Д.Б. Радищев¹, В.А. Исаев¹, П.А. Юнин²

¹Институт прикладной физики Российской академии наук, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

²Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*gorb@appl.sci-nnov.ru

Экспериментально исследованы зависимости скорости роста легированного азотом и нелегированного монокристаллического CVD алмаза, а также концентрации азота и NV центров в алмазе от режимов его осаждения. Знание данных зависимостей позволяет получать легированные слои монокристаллического алмаза с необходимой концентрацией азота, положение и толщина которых задано с нанометровой точностью.

Введение

Получение NV центров в алмазе локализованных в пространстве с высокой точностью является одной из важных проблем для задач квантовой обработки информации и квантовых сенсоров магнитных и электрических полей. Для ее решения необходимо знать с высокой точностью скорость роста легированного азотом и нелегированного монокристаллического алмаза, а также концентрацию азота и NV центров в алмазе.

Методика эксперимента

Эксперименты по росту легированного азотом монокристаллического алмаза проводились на микроволновом плазменном реакторе для CVD осаждения алмаза, в котором быстрое переключение состава газовой смеси на входе в реактор и ламинарный поток газов в реакционной камере позволяют добиваться быстрой смены газовой смеси в реакторе. Это позволяет получать легированные слои алмаза с резкой границей, менее 1 нм. Данный реактор был первоначально разработан для получения легированных бором дельта слоев алмаза [1]. В тоже время вполне может применяться и для легирования другими примесями, в частности, азотом [2].

Для проведения экспериментов были использованы подложки НРНТ алмаза. Перед ростом все подложки подвергались предварительной обработке для получения гладких и бездефектных поверхностей, которая включала в себя шлифовку и последующее

травление в плазме индукционного разряда для удаления дефектов шлифовки. Измерения концентрации азота в образцах проводились методом ВИМС на приборе TOF.SIMS-5 (IONTOF). Толщина слоев выбиралась достаточно большой, превосходящей ширину аппаратной функции разрешения прибора. На одну подложку осаждалось несколько легированных азотом слоев, которые чередовались с нелегированными слоями. Легированные слои осаждались при различных условиях, что позволяло в одном процессе осаждения исследовать зависимость скорости роста и встраиваемости азота в алмаз от условий роста, рис. 1.

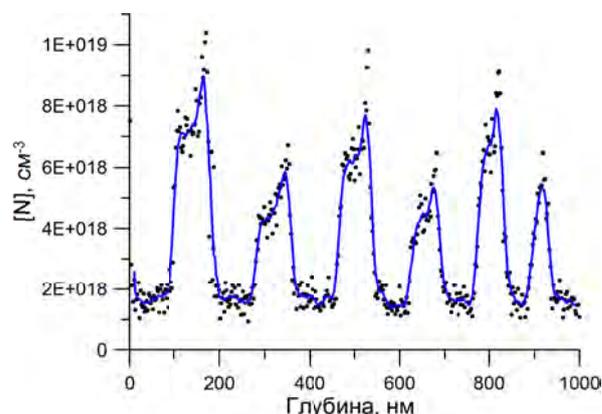


Рис. 1. Профиль концентрации азота по данным ВИМС для образца с шестью легированными азотом слоями

Для исследования зависимости от угла разориентации (угол отклонения поверхности подложки от плоскости (100)) был подготовлен образец, поверх-

ность которого была разбита на три сектора, отшлифованных с разными углами разориентации (0° , 2° , 4°). Использование такого специально подготовленного образца позволило получить данные о влиянии угла разориентации в результате одного процесса роста, что дает более достоверные данные, чем при проведении нескольких экспериментов с разными образцами.

Для исследования концентрации NV центров были измерены спектры фотолюминесценции выращенных образцов, рис. 2, и проведено сравнение интенсивности флуоресценции NV центров с концентрацией азота в образцах.

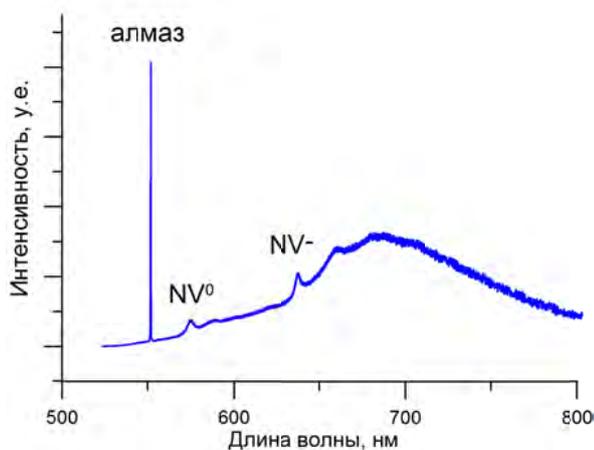


Рис. 2. Типичный спектр фотолюминесценции при комнатной температуре

Результаты и обсуждение

В результате проведенных экспериментов были определены зависимости встраиваемости азота и скорости роста на подложках с ориентацией поверхности (100) при различном давлении рабочей смеси в реакторе при варьировании содержания азота и метана в смеси газов, рис. 3. Аналогичные зависимости были определены для подложек с ориентацией поверхности (111) и (113). На рис. 4 приведена зависимость концентрации азота в алмазе от содержания азота в газовой смеси для различных углов разориентации.

Таким образом, в результате проведенных исследований разработана методика измерения и определены зависимости скорости роста легированного азотом и нелегированного монокристаллического алмаза и концентрацию азота в CVD алмазе.

Знание этих зависимостей позволяет выращивать легированные слои монокристаллического алмаза с необходимой концентрацией азота, положение и толщина которых заданы с нанометровой точностью.

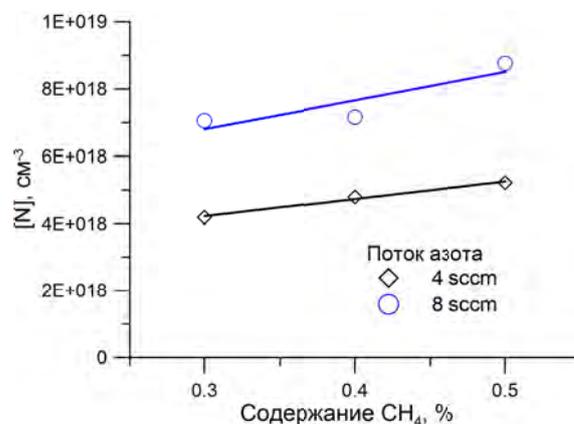


Рис. 3. Зависимость концентрации азота в алмазе от содержания метана в газовой смеси при различном потоке азота

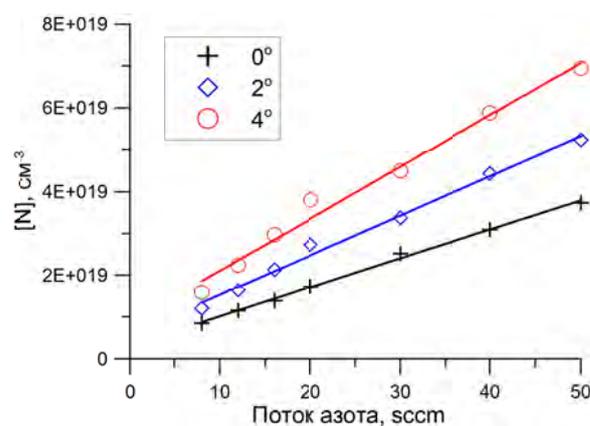


Рис. 4. Зависимость концентрации азота в алмазе от содержания азота в газовой смеси для различных углов разориентации

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-19-00163).

Литература

1. A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev et al. // *Phys. Status Solidi (RRL)* 10 (4) (2016) 324–327.
2. M.A. Lobaev, A.M. Gorbachev, S.A. Bogdanov et al. // *Diamond & Related Materials* 72 (2017) 1–6.

Исследование легированного CVD алмаза: осаждение и диагностика

М.А. Лобаев^{1,*}, А.М. Горбачев¹, А.Л. Вихарев¹, В.А. Исаев¹, Д.Б. Радищев¹,
М.Н. Дроздов², П.А. Юнин², Д.Э. Батлер¹

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*lobaev@appl.sci-nnov.ru

Исследовано создание легированных бором дельта слоев в CVD алмазе. Найдены оптимальные параметры CVD синтеза, при которых бор эффективно встраивается в алмаз. Получены дельта слои легированный бором с концентрацией большей, чем $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и толщиной 1–2 нм. Исследовано легирование CVD алмаза комбинацией примесей бор - сера.

Введение

Алмаз является перспективным материалом для мощных и высокочастотных полупроводниковых приборов следующего поколения. По совокупности своих физических свойств: высокой скорости насыщения носителей заряда ($2.7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$), высокой подвижности электронов и дырок при слабом легировании, и рекордной теплопроводности алмаз существенно превосходит другие полупроводниковые материалы. Основным недостатком алмаза является большая глубина энергетических уровней легирующей примеси – 0,372 eV для легирования бором (р-тип проводимости) и 0,67 eV для легирования фосфором (n-тип проводимости). Для решения проблемы легирования CVD алмаза бором был предложен подход, ранее используемый для других полупроводников, который заключается в создании тонкого сильно легированного ($N_B > 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) слоя нанометровой толщины окруженного нелегированным бездефектным алмазом. В этом случае большая часть дырок распределена вне дельта слоя и, следовательно, должна иметь высокую подвижность, близкую к слабо легированному алмазу. Другим актуальным направлением исследований является поиск комбинации легирующих примесей (co-doping), приводящих к встраиванию в решетку алмаза комплексов, имеющих более мелкие энергетические уровни, чем у фосфора, и создающих в CVD алмазе проводимость n-типа.

В данной работе представлены результаты исследования легирования CVD алмаза – создание тонких дельта слоев легированных бором и легирование комбинацией легирующих примесей одновременно бором и серой.

Эксперимент

Легированные дельта слои выращивались в новом CVD реакторе, подробно описанном в работе [1]. Реактор представляет собой цилиндрический резонатор с размещенной на его оси кварцевой трубой, через которую прокачивается рабочая газовая смесь. Внутри трубы расположен держатель подложки, над которым с помощью магнетрона на частоте 2.45 GHz создается плазма. Внутри кварцевой трубы поддерживается ламинарный безвихревой газовый поток равный 900 sccm, позволяющий быстро менять состав газовой смеси. Нелегированный алмаз выращивался в газовой смеси $\text{H}_2 + \text{CH}_4$ ($\text{CH}_4/\text{H}_2 = 0.1 \%$). Для выращивания дельта слоя эта смесь быстро (по сравнению с характерным временем роста алмаза) менялась на газовую смесь, содержащую бор $\text{H}_2 + \text{CH}_4 + \text{B}_2\text{H}_6$ ($\text{CH}_4/\text{H}_2 = 0.1 \%$ $\text{B}_2\text{H}_6/\text{H}_2 = 0.1 \%$) или серу $\text{H}_2 + \text{CH}_4 + \text{H}_2\text{S}$ с помощью газового переключателя. Для выращивания легированных дельта слоев CVD алмаза использовались подложки ориентации [001] и размером $3,0 \times 3,0 \times 0,5 \text{ мм}^3$ из Па type HPHT алмаза. Подложки механически шлифовались до шероховатости поверхности 0.1 нм, измеряемой с помощью интерферометра белого света Zygo NewView 7300 на площади $0,22 \times 0,22 \text{ мм}^2$. Для удаления дефектов внешней шлифовкой с подложки стравливался слой 4–5 мкм в ICP плазме (Oxford Instruments, Plasmalab 80). В результате для выращивания дельта слоев CVD алмаза использовались бездефектные подложки с атомно гладкой поверхностью. Измерение концентрации бора в выращенных образцах проводилось методом ВИМС на приборе TOF.SIMS-5 (IONTOF). При измерении глубина кратеров травления для пересчета времени травления в глубину

анализа проводилась на интерференционных микроскопах белого света Talysurf CCI 2000 и Zygo NewView 7300. Распыление осуществлялось ионами Cs⁺ с энергией 1 keV под углом 45°. Зондирование проводилось ионами Bi⁺ с энергией 25 keV. Регистрировался выход кластерного иона C2B⁺. Количественная калибровка масс-спектрометра проводилась по тестовому НРНТ кристаллу, имплантированному ионами бора с тремя различными максимальными концентрациями (10¹⁸, 10¹⁹ и 10²⁰ см⁻³).

Результаты

Для исследования влияния условий роста CVD алмаза на встраивание бора в дельта слой выращивались структуры, содержащие несколько (3-5) дельта-слоев. При выращивании каждого слоя изменялся один из параметров процесса. Было обнаружено, что бор наилучшим образом встраивается в CVD алмаз в дельта-слое в диапазоне температур 850° – 900°C и при отношении параметра В/С в газовой смеси в диапазоне значений от 20000 ppm до 30000 ppm. Для исследования влияния угла разориентации на встраивание бора в дельта-слое использовался образец, поверхность которого представляет собой три сектора с разными углами разориентации поверхности относительно кристаллографического направления [001]. Наиболее высокая эффективность встраивания бора в дельта-слое наблюдается для угла разориентации 0°. На рис. 1 показан профиль концентрации бора в дельта слое, выращенном в оптимальных условиях в алмазе, измеренный с помощью ВИМС и восстановленный профиль.

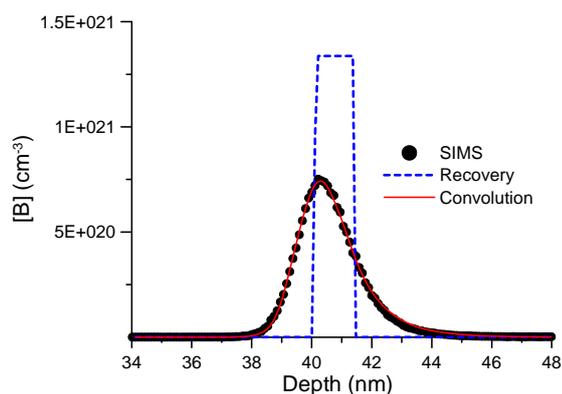


Рис. 1. Профиль концентрации бора в алмазе

При одновременном легировании алмаза несколькими легирующими примесями наиболее перспективным является комплекс бор – сера.

Проведенные эксперименты показали, что при одновременной подаче в реактор бора и серы не происходит образования комплекса бор-сера. При этом наблюдается дырочный тип проводимости. Нами был предложен и опробован метод создания BS комплексов в алмазе путем создания многослойной структуры из дельта-слоев, легированных сера-бор-сера или бор-сера-бор, с последующим отжигом материала (или без отжига) с целью добиться взаимного проникновения бора и серы в слои и таким образом создать условия для образования BS комплексов в алмазе. На рис. 2 показан профиль концентрации бора в выращенной структуре, полученный с помощью ВИМС. Уровень шума сигнала серы при ВИМС измерениях был выше полезного сигнала. Как видно из рисунка в окрестности дельта-слоя наблюдается модуляция уровня концентрации бора, что может свидетельствовать о встраивании серы в алмаз. При последующем термическом отжиге возможно образование комплекса бор-сера в этой структуре.

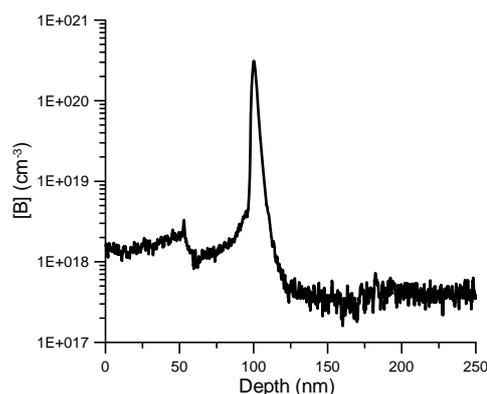


Рис. 2. Профиль концентрации бора в алмазе

В результате проведенных исследований найдены параметры процесса CVD синтеза, при которых бор встраивается в дельта слои алмаза оптимальным образом. Получена структура с дельта-слоем подходящая для изготовления полевого транзистора на алмазе. Предложен новый способ получения электронного типа проводимости в алмазе при выращивании последовательно чередующихся слоев, содержащих бор и серу.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01580)

Литература

1. A.L. Vkharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev et al. // Phys. Stat. Sol. (RRL) 10 (4) (2016) 324–327.

Резонансы Фано проводимости двумерных структур с квантовыми точками со спин-орбитальным взаимодействием

А.И. Малышев, Е.В. Фролова, Д.М. Догадова

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

frolova_el@mail.ru

Рассматривается двумерный электронный газ, заключенный в бесконечном волноводе с квантовой точкой со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Дрессельхауза для случая равенства друг другу соответствующих констант взаимодействия. Зависимости проводимости от энергии носителей приобретает новый качественный эффект, заключающийся в появлении резких провалов типа резонансов Фано, и зависящий от геометрии рассматриваемой структуры.

Введение

Спинтроника – одно из перспективных направлений современной электроники, основной целью которого является создание новых приборов и устройств, использующих спиновую степень свободы элементарных частиц [1-3]. Неоспоримым достоинством подобных приборов является то, что времени, затраченного на смену спина частицы, требуется намного меньше, чем на перемещение частицы вдоль канала транзистора. Кроме того, приборы спинтроники обладают свойством малой диссипации энергии. Управление спиновыми состояниями носителей осуществляется посредством спин-орбитального взаимодействия (далее СОВ), которое проявляется в физике твердого тела на фундаментальном уровне, определяя электронные квантовые состояния и приводя к многочисленным транспортным и оптическим эффектам, многие из которых имеют и практический интерес [4]. Подходящим материалом для реализации задач спинтроники является двумерный электронный газ – материал с большим количеством носителей заряда, которые заперты в тонком слое гетероструктуры. Прикладывая различные потенциалы к двумерному электронному газу, можно ограничивать перемещение носителей заряда в пространстве, а также управлять спин-зависимым движением частиц.

В данной работе изучается транспорт через гетероструктуру с двумерным электронным газом, в котором сформирована квантовая точка. Подобные по постановке задачи рассматривались в работах [5, 6], объектом исследования в которых являлись квантовые точки круглой формы со спин-орбитальным взаимодействием. Было показано, что

проводимость в подобных системах имеет резонансные особенности в виде характерных резонансов Фано [7], ширина которых определяется константой спин-орбитального взаимодействия. Было показано, что подобные структуры могут служить спиновым фильтром, производящим отбор носителей с заданным спиновым состоянием. Настоящая работа также посвящена изучению резонансов Фано в открытых системах с квантовой точкой, а также перспектив создания на их основе различных устройств спинтроники (таких как спиновые фильтры, спиновые клапаны, кубиты и т.п.).

Квантовые состояния в однородном волноводе со СОВ Рашбы и Дрессельхауза

Рассмотрим двумерный электронный газ в бесконечном волноводе с СОВ Рашбы и Дрессельхауза в случае, когда соответствующие константы равны друг другу. Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{\alpha}{\hbar} (\hat{\sigma}_x - \hat{\sigma}_y) (\hat{p}_x + \hat{p}_y) + V(y), \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y$ – матрицы Паули, $\alpha = \alpha_D = \alpha_R$ – константа спин-орбитального взаимодействия, ось z параллельна кристаллографическому направлению [001], ось x ориентирована вдоль волновода параллельно [100], при этом ось y параллельна [010], потенциал $V(y)$ описывает бесконечно глубокую потенциальную яму ширины d . Стационарное уравнение Шредингера при этом имеет аналитическое решение в виде:

$$E_{n,\lambda}(k_x) = E_n + \frac{\hbar^2}{2m} (k_x + \lambda k_y)^2 - \frac{\hbar^2 k_0^2}{m}, \quad (2)$$

где $E_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2md^2$, $\lambda = \pm 1$ – квантовое число, определяющее спиновое состояние, а также введено обозначение $k_0 = \sqrt{2cm/\hbar^2}$. Волновая функция описывает волны, бегущие вдоль канала:

$$\psi_{n,\lambda,k_x}(x,y) = \frac{\exp(i(k_x x - \lambda k_0 y))}{\sqrt{2}} \phi_n(y) \begin{pmatrix} 1 \\ \lambda e^{-i\pi/4} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $\phi_n(y) = \sqrt{2/a} \sin(\pi n y/a)$. Фиксированному значению энергии E и квантовому числу n отвечают четыре такие волны с волновыми векторами

$$k_{1,2}^{(\lambda)} = -\lambda k_0 \pm \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E - E_n) + 2k_0^2}. \quad (4)$$

Кондактанс волновода с квантовой точкой

В качестве примера рассмотрим волновод с прямоугольной квантовой точкой (см. рис. 1). В качестве начала оси x , являющейся также осью пространственной симметрии структуры, выберем левый край квантовой точки. Пусть слева падает плоская волна, несущая определенное спиновое состояние. Тогда волновая функция в левом канале с учетом отраженных волн, распространяющихся в обратном направлении, имеет вид:

$$\Psi_1 = \psi_{n,1,k_1} + \sum_{j,\lambda} A_{j,\lambda,k_2} \psi_{j,\lambda,k_2}, \quad (5)$$

где A_{j,λ,k_2} – амплитуды отраженных волн. Волновая функция в правой области имеет вид

$$\Psi_2 = \sum_{j,\lambda} B_{j,\lambda,k_1} \psi_{j,\lambda,k_1}, \quad (6)$$

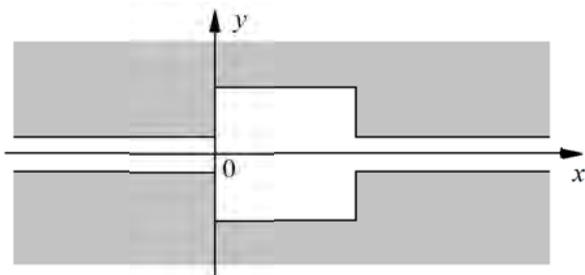


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой системы

и содержит прошедшие волны. Используя далее разностную схему решения уравнения Шредингера, условия шивки для волновой функции на границах правой и левой областей с областью квантовой точки, можно получить численные значения для амплитуд прошедших и отраженных волн, а в итоге и

зависимость кондактанса системы от энергии в многомодовом режиме [8].

Качественный вид зависимости полного кондактанса системы от энергии носителей показан на рис. 2. На кривой легко заметны два резких провала, имеющих структуру резонансов Фано. Их положение определяется уровнями дискретного спектра в прямоугольной квантовой точке, а ширина – амплитудой СОВ [6].

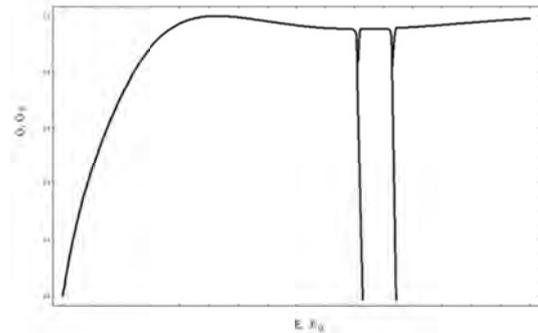


Рис. 2. Качественный вид зависимости полного кондактанса системы от энергии носителей

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ в рамках выполнения проектной части госзадания № 3.3026.2017/ ПЧ.

Литература

1. Y. Xu, D.D. Awschalom, J. Nitta // Handbook of Spintronics, Springer Dordrecht Heidelberg New York London (2016).
2. S. Datta // Electronic Transport in Mesoscopic Systems, Cambridge University Press (1995).
3. В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер // Физика квантовых низкоразмерных структур, М.: Логос, (2000).
4. M.W. Wu, J.H. Jianga, and M.Q. Weng // Phys. Rev., V. 493, P. 61 (2010).
5. Г.Г. Исупова, А.И. Малышев // Письма в ЖЭТФ, Т. 94, С. 597-600 (2011).
6. А.И. Малышев, Г.Г. Исупова // Известия РАН. Сер. Физическая, Т. 77, № 1, С. 92–96 (2013).
7. Y.S. Joe, A.M. Satanin, C.S. Kim // Physica Scripta, V. 74, P. 259–266 (2006).
8. L. Zhang, P. Brusheim, H. Xu // Phys. Rev. B, V. 72, 045347 (2005).

Формирование двумерного слоя SiN на поверхности (111)Si

В.Г. Мансуров^{1,*}, Ю.Г. Галицын¹, Т.В. Малин¹, С.А. Тийс¹, Е.В. Федосенко¹,
А.С. Kozhukhov¹, К.С. Журавлев¹, Ildikó Cora², Béla Pécz²

¹ Институт физики полупроводников РАН, ул. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

² Thin Film Physics Department, Institute for Technical Physics and Materials Science, Centre for Energy Research, Hungarian Academy of Sciences, Konkoly-Thege M. ut 29-33, H-1121 Budapest, HUNGARY.

*mansurov@isp.nsc.ru,

Исследована кинетика разложения двумерного нитридного слоя на поверхности (111)Si по эволюции интенсивности дробных рефлексов фазы SiN-(8x8) в дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) фазы SiN-(8x8) показывает наличие двух фаз: адсорбционной фазы (8/3x8/3) с периодом 10.24 Å, и гексагональной фазы со стороной гексагона ~6 Å, повернутой относительно адсорбционной на 30°. Измерена ширина запрещенной зоны SiN-(8x8)— 2.8 эВ, что меньше в сравнении с кристаллической фазой β-Si₃N₄ (5.3 эВ). Экспериментально измерено межплоскостное расстояние в SiN-(8x8) слое — 3.3 Å. Предложена модель фазы SiN-(8x8), как плоскографеноподобного слоя, удовлетворяющая экспериментальным данным как дифракции, так и микроскопии.

Ультратонкие кристаллические слои нитрида кремния привлекли повышенное внимание благодаря возможностям использования их как высококачественного подзатворного диэлектрика в нанозлектронике, а так же в качестве подложек для формирования графена и силицена без потери высокой подвижности в этих уникальных материалах. На этих слоях возможно также формирование других графеноподобных и Ван-дер-Ваальсовых кристаллов.

В большинстве работ образование структуры (8x8) на поверхности кремния (111) Si связывают с эпитаксиальным ростом кристаллической фазы β-Si₃N₄ на поверхности кремния. В данной работе показано, что структура SiN-(8x8) является метастабильной двумерной графеноподобной фазой, в которой связи Si-N образованы из sp² атомных орбиталей.

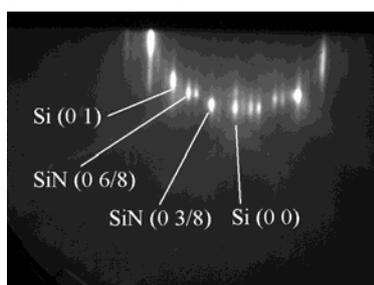
Эксперимент

Исследования *in situ* процессов формирования сверхтонкого нитридного слоя SiN-(8x8) при воз-

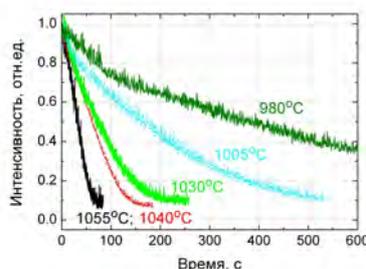
действии аммиака на атомарно чистую поверхность (111)Si проводились в сверхвысоковакуумных (СВВ) установках аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии СВЕ-32 (Riber) методом ДБЭО, а так же методом СТМ (Omicron) в СВВ-камере (Riber). Процессы исследовались в температурном диапазоне 750 – 1150°C. Двумерный слой SiN-(8x8) исследовался *ex situ* методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМВР).

Результаты и обсуждение

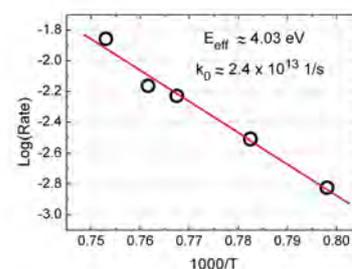
Кинетика образования фазы SiN-(8x8) исследовалась нами ранее методом ДБЭО по эволюции интенсивности рефлекса (0 3/8), смотри рис. 1 а и работу [1]. В настоящей работе мы обнаружили, что фаза SiN-(8x8) является метастабильной и термически разлагается при температурах выше 980°C.



а



б

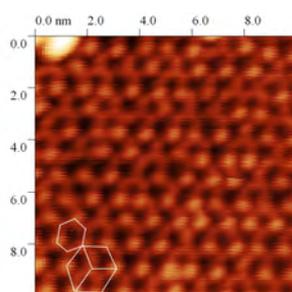


в

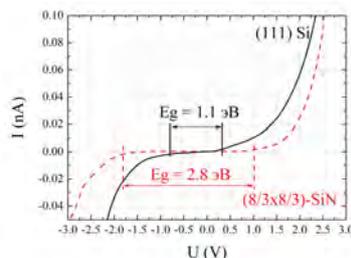
Рис. 1. а) ДБЭО картина фазы SiN-(8x8) на (111)Si; б) кинетические кривые термического разложения SiN-(8x8); в) температурная зависимость скорости разложения SiN-(8x8)

Кинетика термического разложения, измеренная по гашению рефлекса (0 3/8), показана на рис.1.б. Энергия активации этого процесса 4.03 эВ (рис.1.в), что значительно меньше энергии активации разложения наиболее стабильной кристаллической фазы β - Si_3N_4 (~8 эВ).

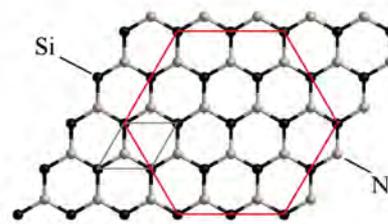
СТМ изображение слоя SiN -(8×8) показывает наличие двух фаз: адсорбционной фазы с периодом 10.24 Å, соответствующей структуре (8/3×8/3), и, впервые обнаруженной нами, гексагональной фазы, наблюдаемый гексагон которой, со стороной ~6 Å, повернут относительно адсорбционного гексагона на 30°, см. рис.2.а. На рис.2.б приведено сравнение ширин запрещенных зон чистого кремния с реконструкцией поверхности (7×7) и фазы SiN -(8×8). Запрещенные зоны оценивались из вольт-амперных характеристик (ВАХ), полученных в СТМ измерениях.



а



б



в

Рис. 2. а) СТМ изображение SiN -(8×8) (-3 В, 0.025 нА), указаны элементарные ячейки структуры (8/3×8/3) — большой гексагон из трех элементарных ячеек, и малый гексагон графеноподобной структуры SiN ; б) ВАХ в СТМ для чистой поверхности Si -(7×7) и для SiN -(8×8); в) новая графеноподобная модель SiN -(8×8) на поверхности (111) Si

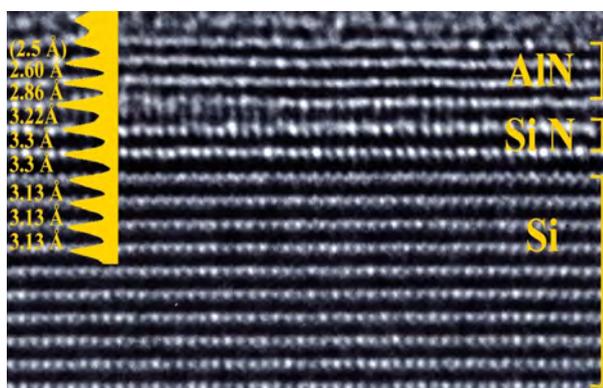


Рис. 3. ПЭМБВ графеноподобных слоев SiN -(8×8) на поверхности (111) Si . Для сохранения фазы SiN при переносе образца через лабораторную атмосферу на нее был нанесен слой AlN .

Запрещенная зона β - Si_3N_4 составляет 5.3 эВ, что значительно больше измеренного значения 2.8 эВ. Предлагается новая графеноподобная модель фазы SiN -(8×8), удовлетворяющая как дифракционным, так и СТМ экспериментальным данным, смотри рис.2.в. В этой модели длина Si-N связи равна 1.71 Å, которая близка к одной из наименьших длин связей Si-N , известных для структуры β - Si_3N_4 . Постоянная решетки графеноподобной структуры — 2.96 Å. На рис.2.в отмечен гексагон со стороной 5.91 Å, соответствующий малому гексагону на рис.2.а (~6 Å).

Методом ПЭМБВ определено межплоскостное расстояние в Ван-дер-Ваальсовском кристалле, состоящем из двух графеноподобных слоев SiN — 3.3 Å, что больше межплоскостного расстояния в β - Si_3N_4 равного 2.9 Å, смотри рис.3. Этот факт объясняется уменьшением межплоскостного взаимодействия за счет образования π -связей в графеноподобной плоскости SiN .

Таким образом, представленные экспериментальные данные не подтверждают описание структуры (8×8) на (111) Si , как ультратонкой кристаллической фазы β - Si_3N_4 , что утверждается во многих работах (например, [2] и ссылки в ней), но объясняются образованием графеноподобного слоя SiN .

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант РФФИ №17-02-00947)

Литература

1. V.G. Mansurov, T.V. Malin, Yu.G. Galitsyn, A.A. Shklyayev, K.S. Zhuravlev // *Journal of Crystal Growth*, V. 441, 12 (2016).
2. R. Flammini, P. Allegrini, F. Wiame, *et al.* // *Physical Review B*, V. 91, 075303 (2015).

Терагерцовые инжекционные лазеры на основе твердого раствора $PbSnSe$ с длиной волны излучения до 50 мкм и их использование для магнитоспектроскопии полупроводников

К.В. Маремьянин^{1,*}, А.В. Иконников¹, Л.С. Бовкун¹, В.В. Румянцев¹,
Е.Г. Чижевский², И.И. Засавицкий², В.И. Гавриленко¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 607680.

² Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, ГСП-1, Москва, 119991.

*

kirillm@ipmras.ru

Исследованы зависимости интегральной интенсивности излучения от тока накачки и спектры излучения инжекционных лазеров $Pb_{1-x}Sn_xSe$. В данных образцах получена лазерная генерация длинноволнового излучения вплоть до рекордной длины волны 50,4 мкм. Продемонстрировано использование данных лазеров в магнитоспектроскопии полупроводниковых структур.

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется разработке и исследованию различных источников и приемников излучения для далекой ИК (30-1000 мкм) области спектра. Среди них важное практическое значение имеют полупроводниковые инжекционные лазеры, обладающие такими преимуществами как малые габариты, экономичность питания и возможность изменять частоту излучения в широких пределах. Однако в обсуждаемой области электромагнитного спектра с точки зрения инжекционных лазеров имеется пробел, который условно находится на стыке средней и далекой ИК области спектра (20 – 70 мкм). Наиболее значительные результаты в этом направлении достигнуты с использованием квантовых каскадных лазеров (ККЛ), которые работают в широком спектральном диапазоне 2,5 – 250 мкм, но имеется спектральное окно 24 – 67 мкм, где ККЛ не работают. Коротковолновая граница этой «запрещенной зоны генерации ККЛ» обусловлена близостью полосы остаточных лучей в используемых материалах $GaInAs/AlInAs$ и $GaAs/AlGaAs$, где сильно решеточное поглощение. Отметим, что в последние 2 года появилось сообщение о создании ККЛ на основе гетеропары $GaN/AlGaN$ с другой частотой LO-фонона. Они генерировали на длине волны излучения 43 мкм и 56 мкм при гелиевой температуре [1], но дальнейшего развития эта работа пока не получила.

С другой стороны, классические диодные лазеры практически не разрабатывались для области спектра более 20 мкм. Были лишь одиночные достижения на длинах волн 26 мкм без магнитного поля и 31 мкм с магнитным полем [2], 40 мкм [3], 46 мкм [4] и 46,5 мкм [5]. Во всех случаях материалом служил твердый раствор $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

Методика

В работе использовались инжекционные полупроводниковые лазеры на основе твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xSe$, работающие в импульсном режиме. Была разработана технология выращивания качественных монокристаллов из паровой фазы в условиях свободного роста. Состав твердого раствора изменялся в пределах $0.09 \leq x \leq 0.12$. Исследования спектров излучения проводились при низкой температуре $T = 18$ К, лазер размещался в вакууме на медном хладопроводе в гелиевом криостате замкнутого цикла. Все измерения проводились в импульсном режиме ($\tau = 10$ мкс, $T = 5$ мс). Для питания лазеров использовался электронный ключ, позволяющий получать импульсы заданной длительности, скважности и амплитуды, а также измерять напряжение и ток, проходящий через лазер. Для записи спектров излучения использовался фурье-спектрометр BRUKER Vertex 80v с возможностью работы в режиме пошагового сканирования. Разрешение спектрометра составляло 1 см^{-1} .

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен спектр излучения инжекционного PbSnSe лазера № 1224, измеренный с разрешением 1 см^{-1} при температуре $T = 18 \text{ К}$. На вставке на зависимости интегральной интенсивности излучения лазера от тока накачки виден переход от спонтанного к вынужденному излучению после порогового тока (1,5 А). На рисунке видна хорошо разрешаемая модовая структура спектра излучения. Рекордная длина волны излучения, которую впервые удалось получить на данных лазерах, составляет $50,4 \text{ мкм}$ ($198,4 \text{ см}^{-1}$).

На рис. 2 представлены спектры излучения инжекционного PbSnSe лазера № 1225, измеренные при различных токах накачки. Видно, что из-за токового разогрева в течение длинного (10 мкс) импульса происходит уширение и смещение спектра генерации в коротковолновую область спектра. В тоже время при увеличении тока над пороговым коротковолновая мода «загорается» более интенсивно.

Для демонстрации возможности применения лазеров для задач спектроскопии использовалась эпитаксиальная пленка $\text{Hg}_{0,81}\text{Cd}_{0,19}\text{Te}$. На рис. 3 представлена зависимость пропускания структуры от величины магнитного поля. В спектре наблюдается мощная линия поглощения, связанная с циклотронным переходом $0 \rightarrow 1$ в зоне проводимости. Положение этой линии прекрасно согласуется с измерениями, выполненными методом фурье-спектроскопии и с помощью ККЛ [6].

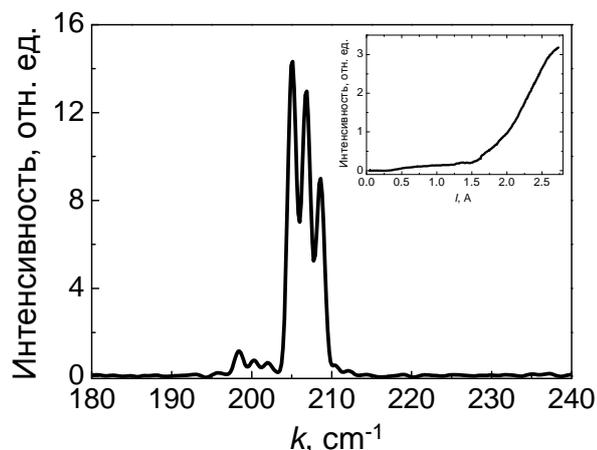


Рис. 1. Спектр излучения лазерного диода $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ № 1224 при токе накачки 2,5 А ($T = 18 \text{ К}$). Вставка: зависимость интегральной интенсивности излучения лазера $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ № 1224 от тока накачки, измеренная при температуре жидкого гелия 4.2К

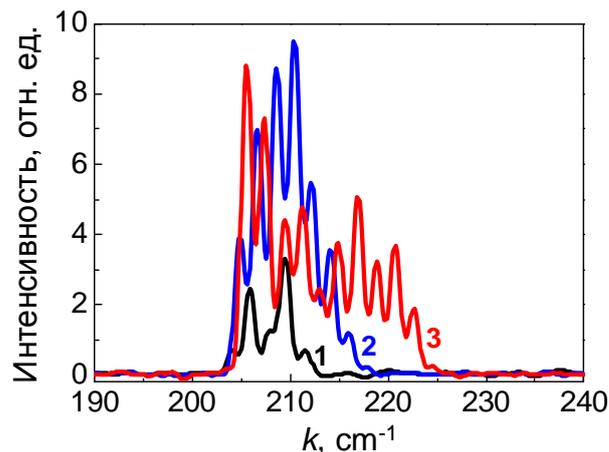


Рис. 2. Спектр излучения лазера $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ № 1225 при токах накачки: 1 – 1,3 А; 2 – 2,5 А; 3 – 4 А ($T = 18 \text{ К}$)

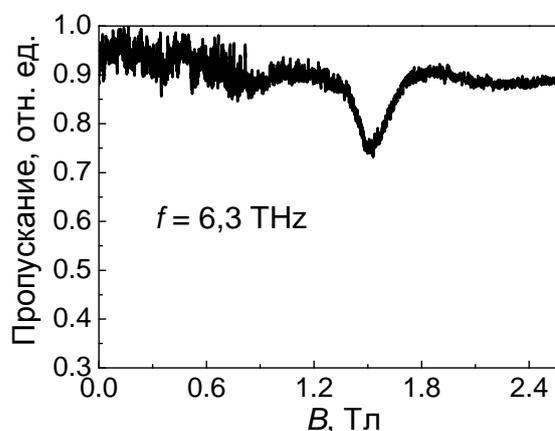


Рис. 3. Спектр ЦР в эпитаксиальной пленке $\text{Hg}_{0,81}\text{Cd}_{0,19}\text{Te}$, снятый с помощью PbSnSe лазера № 1225 при $T = 4,2 \text{ К}$

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-02-05470) и РАН.

Литература

1. Н. Hirayama, W. Terashima // Proc. of SPIE **9585**, 958504 (2015).
2. A.R. Calawa et al. // Phys. Rev. Lett. **23**, 7 (1969).
3. И.И. Засавицкий // Труды ФИАН (Оптические и электрические свойства полупроводников), **224**, 3 (1993).
4. Л.Н. Курбатов и др. // Письма в ЖЭТФ **37**, 422 (1983).
5. К.В. Маремьянин и др. // ФТП **50**, 1697 (2016).
6. А.В. Иконников и др. // ФТП **47**, 1569 (2013).

Получение квантоворазмерных гетероструктур AlGaInAs/InP на инородных подложках

А.А. Мармалюк^{1,*}, П.В. Горлачук¹, Ю.Л. Рябоштан¹, М.А. Ладугин¹,
А.А. Падалица¹, В.Ю. Эйстрих-Геллер², Д.В. Юрасов³, А.В. Новиков³, З.Ф. Красильник³

¹ АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, корп. 1, Москва, 117342.

² Институт тонкой химической технологии МТУ, пр. Вернадского, 86, Москва, 119571.

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижегородская область, д. Афонино, 607680.

*almarm@mail.ru

Методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках Si, Ge, GaAs выращены квантоворазмерные гетероструктуры AlGaInAs/InP и исследованы их структурные и излучательные свойства.

Введение

Лазерные излучатели спектрального диапазона 1.3–1.6 мкм на основе квантоворазмерных гетероструктур AlGaInAs/InP на сегодняшний день крайне востребованы в различных областях науки и техники. Одним из актуальных направлений их развития, помимо повышения выходных характеристик, является интеграция с кремниевой элементной базой. Реализация такого подхода позволит создать компактные источники излучения на кремниевых подложках, что особенно важно для развития интегральной фотоники.

Наибольшую сложность при решении этой задачи представляет различие параметров кристаллической решетки подложки и активных слоев, что приводит к дефектности структуры и ухудшает рабочие характеристики получаемых лазерных излучателей. Улучшение кристаллического качества, необходимого для лазерной генерации, возможно при использовании промежуточных буферных слоев (БС). К настоящему времени предложены различные варианты практической реализации данного подхода. Так, в [1] сообщается об использовании БС GaAs, а в [2] – БС AlAs, выращенных непосредственно на подложке Si, с последующим формированием лазерной гетероструктуры на основе InGaAs/GaAs. Авторы работы [3] использовали БС GaP на подложке Si для получения лазерной генерации в той же системе материалов. Хорошо зарекомендовали себя для выращивания лазерной гетероструктуры InGaAs/GaAs и виртуальные подложки Ge/Si [4]. Однако использование при создании лазеров на Si InGaAs/GaAs гетеросистемы с кван-

товыми ямами не позволяет продвинуться в область длин волн больше 1.2 мкм, для которой поглощение в Si мало.

В данной работе для создания длинноволновых лазеров на кремнии предпринята попытка формирования излучающих гетероструктур на основе AlGaInAs/InP, которые излучают в области 1.3-1.6 мкм, но имеют с подложкой Si еще большее рассогласование по периоду кристаллической решетки, чем гетероструктуры InGaAs/GaAs.

Эксперимент

Полупроводниковые квантоворазмерные гетероструктуры AlGaInAs/InP формировались методом МОС-гидридной эпитаксии. В качестве подложек использовались пластины Si и GaAs с ориентацией (100) и пластины Si с релаксированными слоями Ge (виртуальные подложки Ge/Si). Последние формировались молекулярно-пучковой эпитаксией (МПЭ) на точно ориентированных и отклоненных на 4° по направлению к [110] подложках Si(100) по методике двухстадийного роста [5]. Исследовались гетероструктуры двух типов. Структуры первого типа, предназначенные для исследования излучательных характеристик оптическими методами, представляли собой набор квантовых ям AlGaInAs, ограниченных широкозонными барьерными слоями AlInAs. Второй тип структур представляли собой классические лазерные гетероструктуры с отдельным ограничением с активной областью, в точности повторяющей геометрию структур первого типа, но дополнительно окруженных эмиттерными и контактными слоями [6]. Эпитаксиальные гетеро-

структуры изучались методами оптической и электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии, вольт-фарадной профилометрии, спектроскопии фото- и электролюминесценции.

Экспериментальные результаты

Слои InP и AlGaInAs, осажденные на подложку Si с использованием БС GaAs, продемонстрировали низкое структурное совершенство и существенную шероховатость поверхности. При этом на подложке GaAs указанные слои формировались зеркальными с заметно лучшим кристаллическим качеством. Ввиду этого, основным подходом по получению гетероструктур AlGaInAs/InP на кремнии было выбрано использование виртуальных подложек Ge/Si, которые практически совпадают по периоду кристаллической решетки с GaAs. Для снижения плотности прорастающих дислокаций и повышения качества гетерограницы подложка-слой рост GaAs на Ge/Si начинался с осаждения сверхрешетки AlAs/AlGaAs по аналогии с [7]. Далее осаждался слой GaAs толщиной ~1 мкм, на котором выращивали БС и затем светоизлучающую область AlGaInAs. Изучены несколько конструкций промежуточных БС при переходе от GaAs к InP. Лучшие результаты достигнуты при использовании низкотемпературного БС InP с последующим зарращиванием слоем InP. Использование указанной последовательности роста позволило получить гетероструктуры AlGaInAs/InP с полушириной спектра фотолюминесценции, сравнимой с аналогичным значением для таких же структур, сформированных на подложках InP.

Лазерные гетероструктуры AlGaInAs/InP были сформированы с использованием указанного подхода на подложках GaAs (100), точно ориентированных и отклоненных подложках Ge/Si(100). Наименьшая полуширина рентгеновской кривой качания вблизи InP зарегистрирована для образца на отклоненной подложке Ge/Si, что отражает влияние антифазных дефектов на границе полярного и неполярного материалов. Вместе с тем, более интенсивный и узкий пик на спектре электролюминесценции наблюдался для образцов на точно ориентированной подложке GaAs (рис. 1). Характер спектров электролюминесценции AlGaInAs/InP структур, выращенных на точно ориентированных подложках Ge/Si, отличается более низкой интенсивностью и большей шириной линий (рис. 2).

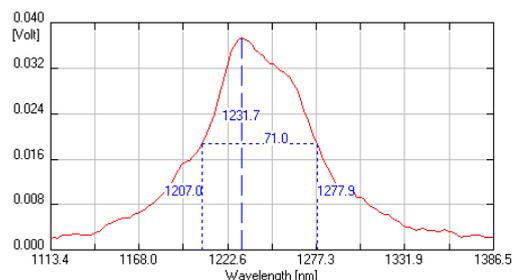


Рис. 1. Спектр электролюминесценции лазерной гетероструктуры AlGaInAs/InP на подложке GaAs (100)

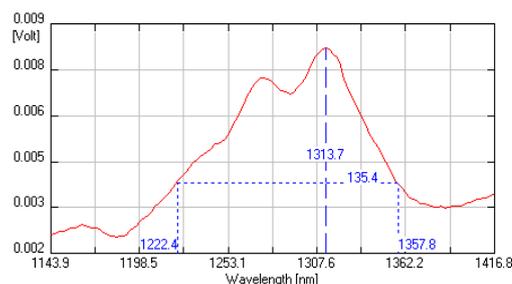


Рис. 2. Спектр электролюминесценции лазерной гетероструктуры AlGaInAs/InP на подложке Ge/Si (100)

Сформированные в настоящей работе на кремнии гетероструктуры AlGaInAs/InP излучают вблизи 1300 нм, что создает предпосылки получения на их основе лазерных источников для интегральной фотоники.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00644).

Литература

1. T. Wang , H. Liu , A. Lee et al. // Opt. Express, V. 19, 11381 (2011).
2. A.D. Lee , Q. Jiang , M. Tang et al. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., V. 19, 1901107 (2013).
3. X. Huang , Y. Song , T. Masuda et al. // Electron. Lett., V. 50, 1226 (2014).
4. V. Ya. Aleshkin, N.V. Baidus, A.A. Dubinov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 109, 061111 (2016).
5. Д.В. Юрасов, А.И. Бобров, В.М. Данильцев и др. // ФТП, Т. 49, 1463 (2015).
6. П.В. Горлачук, Ю.Л. Рябоштан, А.А. Мармалюк и др. // ФТП, Т. 48, 100 (2014).
7. В.Я. Алешкин, Н.В. Байдусь, А.А. Дубинов и др. // ФТП, Т. 51, 1530 (2017).

Топологические состояния на границах раздела гетероструктур

А.В. Матецкий^{1,*}, И.А. Кибирев^{1,2}, А.В. Зотов^{1,2,3}, 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, Владивосток, 690950.

³ Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, ул. Гоголя, 41, Владивосток, 690600.

*mateckij@iacp.mail.ru

Методом фотоэлектронной эмиссии была изучена электронная структура на границе раздела гетероструктур топологический изолятор – тривиальный изолятор, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В случае, когда в качестве тривиального изолятора выступал магнитный материал, было обнаружено наличие энергетической щели в точке Дирака спектра топологических состояний. В случае немагнитного тривиального изолятора, спектр топологических состояний на границе раздела оказался идентичен спектру на поверхности чистого топологического изолятора.

Введение

Топологические изоляторы (ТИ) являются относительно новым объектом исследования в физике твердого тела. Интерес к ним связан с появлением определенных поверхностных состояний возникающих на границе раздела ТИ и обычных изоляторов (например, вакуум). Данные состояния формируются за счет инверсии зонной структуры материала ТИ, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием. Как результат, они имеют дираковский спектр, а направление спина и импульса коррелированы.

На данный момент хорошо изучены топологические состояния на поверхности трехмерных ТИ (т.е. граница ТИ-вакуум). Очевидно, что на границах разделов ТИ и материалов с тривиальной топологией можно ожидать появление аналогичных состояний. Однако, в реальных гетероструктурах возможна их модификация: открытие энергетической щели, смещение уровня Ферми, исчезновение спиновой поляризации, спаривание с состояниями пленки. Для предполагаемых приборов, работа которых будет основана на топологических состояниях, необходимо знать характер таких модификаций.

Результаты и обсуждение

Все образцы были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Первоначально формировалась пленка Bi_2Se_3 желаемой толщины путем одновременного осаждения селена и висмута на поверхность $\text{Si}(111)$. Затем аналогичным образом поверх пленки Bi_2Se_3 осаждались слои тривиальных изоляторов.

На рис. 1а приведены спектры фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) для пленки Bi_2Se_3 толщиной 16 пяттерных слоев (ПС) в окрестностях точки Γ_1 . На спектре виден конус от топологических состояний (ТС) с точкой Дирака, отстоящей от энергии Ферми на 330 мэВ, которой соответствует пик на профиле энергии, приведенном ниже спектра. При формировании поверх Bi_2Se_3 слоя антиферромагнитного изолятора MnSe в точке Дирака открывается энергетическая щель в 90 мэВ (рис. 1б), что может быть связано со снятием Т-симметрии из-за эффекта близости к магнитному материалу.

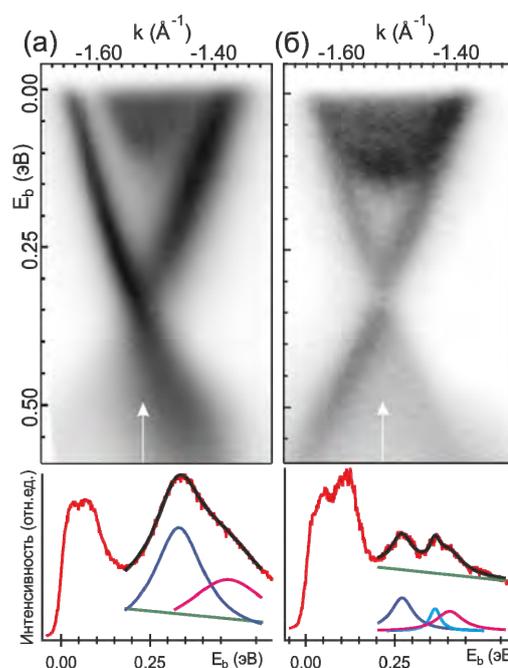


Рис. 1. Спектры ФЭСУР около точки Γ_1 от (а) исходной пленки Bi_2Se_3 толщиной 16 ПС и (б) покрытой двумя слоями MnSe . Внизу даны профили по энергии в Γ_1 [1]

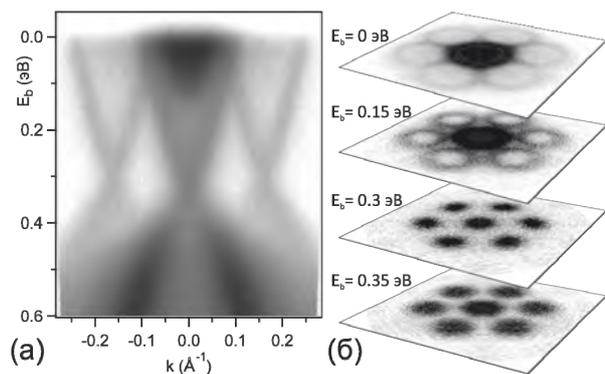


Рис. 2. (а) Спектр ФЭСУР и (б) изоэнергетические поверхности около точки Γ от пленки Bi_2Se_3 покрытой одним тройным слоем SnSe_2 [2]

На рис. 2 приведен спектр ФЭСУР для пленки Bi_2Se_3 покрытой одним тройным слоем изолятора SnSe_2 . Оба материала являются вандерваальсовыми кристаллами, что позволяет осуществлять гетероэпитаксию даже при значительном несоответствии решеток. Однако из-за муара в спектре присутствуют реплики конуса Дирака отстоящие от исходного конуса на соответствующий вектор. В остальном дисперсия ТС аналогична дисперсии в случае границы раздела ТИ – вакуум.

Также был изучен случай, когда в качестве тривиального изолятора выступает материал с малой запрещенной зоной, и состояния ТИ и состояния изолятора перекрываются по энергии. На рис. 3 приведены спектры ФЭСУР от исходной пленки Bi_2Se_3 толщиной 24 ПС и покрытой Sb_2Se_3 . Хотя зоны перекрываются, они не взаимодействуют друг с другом: ТС не проникают вглубь Sb_2Se_3 , и не открывается щель, характерная для гибридизации.

В заключение, в работе были исследовано поведение топологических состояний на границах раздела ТИ – тривиальный изолятор. В случае гетероструктур с немагнитными тривиальными изоляторами

SnSe_2 и Sb_2Se_3 топологические состояния имеют спектр аналогичный случаю ТИ – вакуум и остаются захороненными на границе раздела, что позволяет мультиплицировать каналы проводимости связанные со спин-поляризованными ТС и увеличить вклад ТС в проводимость. В случае гетероструктур с магнитным тривиальным изолятором MnSe в спектре топологических состояний открывается энергетическая щель, связанная с нарушением Т-симметрии, что делает данную систему перспективной для наблюдения аномального квантового эффекта Холла.

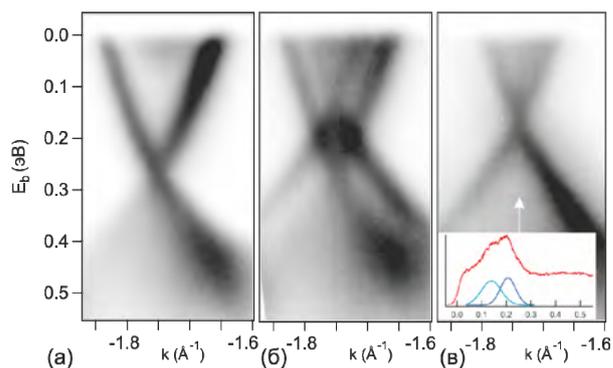


Рис. 3. Спектры ФЭСУР около точки Γ_1 от (а) исходной пленки Bi_2Se_3 толщиной 24 ПС и покрытой (б) 1 ПС Sb_2Se_3 и (в) 2 ПС Sb_2Se_3

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-4472.2018.2.

Литература

1. A.V. Matetskiy, I.A. Kibirev, A.V. Zotov, A.A. Saranin // Applied Physics Letters, 107, 091604 (2015).
2. A.V. Matetskiy, I.A. Kibirev, A.V. Zotov, A.A. Saranin // Applied Physics Letters, 109, 021606 (2016).

Особенности начальных стадий роста GaN на подложках Si(111) при молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота

А.М. Мизеров^{1,*}, С.Н. Тимошнев¹, М.С. Соболев¹, Е.В. Никитина¹,
К.Ю. Шубина¹, Т.Н. Березовская¹, А.Д. Буравлев¹

¹ СПбАУ РАН, Академический университет, ул. Хлопина, д.8, корпус 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021.

*andremizerov@rambler.ru

Экспериментально установлено, что оптимальными начальными условиями эпитаксии GaN на подложках Si(111) является высокотемпературная нитридизация подложки Si(111), проводимая непосредственно перед ростом GaN. Продемонстрирована возможность управления полярностью GaN за счет соответствующего выбора стехиометрических условий на начальной стадии эпитаксии GaN/Si(111).

Введение

Наличие встроенного электрического поля, термическая и химическая стабильность, а так же возможность управления полярностью широкозонных полупроводниковых соединений на основе GaN, при их росте на неполярных подложках Si(111), делают их перспективными материалами для создания СВЧ электронных, оптоэлектронных устройств, а так же монолитных интегральных схем на основе GaN и Si.

Для получения высококачественных соединений на основе GaN на Si(111) необходима технология, обеспечивающая эффективную релаксацию напряжений несоответствия кристаллических решеток этих материалов и ограничивающая взаимодиффузию Ga и Si во время роста слоев GaN/Si(111). Один из подходов заключается в формировании тонкого переходного слоя Si_xN_y на поверхности подложки Si(111) во время ее нитридизации в потоке активированного азота перед ростом GaN [1].

В работе представлены результаты исследований влияния начальных условий эпитаксии на кинетику роста и полярность слоев GaN/Si(111) при молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА).

Методика эксперимента

Слои GaN выращивались методом МПЭ ПА на установке Veeco Gen 200 на высокоомных подложках Si(111), прошедших предварительную химиче-

скую подготовку по методу Ширази. Удаление защитного слоя оксида кремния с подложек Si(111) осуществлялось во время их отжига в ростовой камере при температуре подложки $T_s=850^\circ\text{C}$ в течение 30 минут. После этого подложки Si(111) были нитридизованы при различных $T_s=600-850^\circ\text{C}$, длительностях нитридизации $t_N=0-60$ мин. и фиксированном потоке активированного азота $q\sim 0.1$ мкм/ч. Затем выращивался зародышевый слой GaN с толщиной 200 нм при различных $T_s=400-650^\circ\text{C}$ и единичных соотношениях потоков галлия и активированного азота $F_{\text{Ga}}=F_N=0.1$ мкм/ч. После этого выращивался высокотемпературный слой GaN с толщиной 600 нм при $T_s=730^\circ\text{C}$, $F_{\text{Ga}}=0.6$ мкм/ч и $F_N=0.1$ мкм/ч.

Полярность выращенных слоев определялась по разной скорости травления N- и Ga-полярных слоев GaN в растворе KOH [2].

Результаты и обсуждение

Исследования морфологии поверхности образцов, выращенных в одинаковых условиях продемонстрировали наиболее гладкие поверхности слоев GaN/Si(111), выращенных либо после высокотемпературной $T_N=850^\circ\text{C}$ нитридизации, либо без предэпитаксиальной нитридизации подложки (рис. 1 а,б). При этом использование нитридизации, проводимой при $T_N=850^\circ\text{C}$ и $t_N>30$ мин приводило к однородности и резкости гетерограницы GaN/Si(111), в то время как отсутствие нитридизации вело к наноклончатому началу роста GaN.

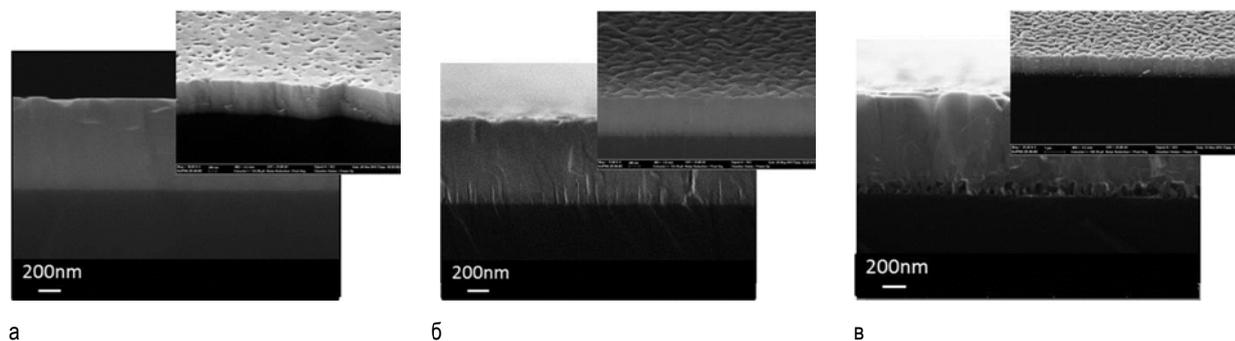


Рис. 1. Морфология слоев GaN/Si(111), выращенных а) после нитридации подложки, проводимой при $T_N=850^\circ\text{C}$ и $t_N=30$ мин; б) без использования нитридации подложки; в) после нитридации подложки, проводимой при $T_N=650^\circ\text{C}$ и $t_N=30$ мин

Полученные результаты могут свидетельствовать о различных механизмах снижения упругой энергии кристаллографического несоответствия при росте GaN на Si(111): либо за счет формирования на подложке Si(111) более решеточно согласованного с GaN переходного слоя кристаллического $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Si}(111)$ во время ее нитридации при $T_N=850^\circ\text{C}$ и $t_N>30$ мин, либо за счет трехмерного роста GaN непосредственно на подложке Si(111) без использования переходного слоя $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Si}(111)$.

Холловские измерения образцов свидетельствовали о р-типе проводимости с концентрацией дырок, снижающейся со значения $p \sim 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ до $p \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при увеличении времени высокотемпературной нитридации с $t_N=0$ мин до $t_N=30$ мин. Полученные результаты так же свидетельствуют о формировании слоя кристаллического Si_3N_4 на поверхности Si(111) во время ее нитридации при $T_N=850^\circ\text{C}$ и $t_N>30$ мин. Однако, остаточная проводимость р-типа может объясняться присутствием в слое Si_3N_4 каналов для взаимодействия Ga и Si (микропроколов), обусловленных невозможностью формирования Si_3N_4 вблизи дефектов подложки Si(111) [3].

Отметим, что слои GaN/Si(111), выращенные на подложках, нитридованных при $T_N<800^\circ\text{C}$ и $t_N>30$ мин характеризовались поликристаллической структурой (рисунок 1 в) и р-типом проводимости с $p \sim 1 - 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что свидетельствует о формировании аморфного слоя Si_xN_y во время нитридации, проводимой при $T_N<800^\circ\text{C}$.

Таким образом, было установлено, что оптимальными начальными условиями эпитаксии GaN на подложках Si(111) является нитризация подложки Si(111), проводимая при $T_N=850^\circ\text{C}$ и $t_N>30$ мин.

Исследования полярности образцов GaN/Si(111), выращенных на нитридованных при $T_N=850^\circ\text{C}$ и $t_N>30$ мин подложках Si(111) продемонстрировали ее зависимость от условий МПЭ ПА, использовавшихся на этапе зарождения GaN. Было установлено, что полярность слоев GaN/Si(111), зарождавшихся при единичных стехиометрических условиях определялась температурой подложки. Использование низких температур роста $T_S \sim 400^\circ\text{C}$ приводило к N-полярности слоев GaN, в то время как при более высоких значениях $T_S \sim 650^\circ\text{C}$ наблюдался рост Ga-полярного GaN. Наблюдаемое изменение N- на Ga-полярность слоев GaN при повышении температуры зарождения GaN с $T_S \sim 400^\circ\text{C}$ до $T_S \sim 650^\circ\text{C}$ может быть объяснено изменением стехиометрии роста с единичной на металл-обогащенную при увеличении T_S в связи с уменьшением энтальпии образования GaN на добавочную величину упругой энергии Гиббса.

Ростовые эксперименты проводились в рамках выполнения государственного задания министерства образования и науки Российской Федерации № 16.9789.2017/БЧ. Морфологические и электрические исследования образцов выполнены в рамках генерального соглашения о научно-исследовательской деятельности между Сколтехом и СПбАУ РАН (№3663-MRA, проект 4).

Литература

1. J. Falta et al. // EPL 94, 16003 (2011).
2. A.R. Smith et al. // Appl. Phys. Lett., 72, 2114 (1998).
3. O. Landre et al. // Appl. Phys. Lett. 93, 183109 (2008).

Спин-орбитальное расщепление зоны проводимости в квантовых ямах HgTe

Г.М. Миньков^{1,2*}, О.Э. Рут², В.Я. Алешкин³, А.А. Шерстобитов^{1,2},
Н.Н. Михайлов^{4,5}, С. Двуреченский^{4,5}

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской 18, Екатеринбург, 620990

² Институт естественных наук, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

³ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 607680

⁴ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090

⁵ Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, Новосибирск, 630090

*grigori.minkov@imp.uran.ru

Исследовано спин-орбитальное расщепление зоны проводимости в структурах с квантовыми ямами HgTe шириной от 10 до 20 нм в диапазоне концентрации электронов n от $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ до $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, изменяемой за счет напряжения на полевом электроде (и/или) подсветкой. Полученные результаты сравниваются с самосогласованными расчетами, выполненными в рамках 4-х зонной модели.

Введение

Спин-орбитальное взаимодействие (SOI) в квантовых ямах HgTe приводит к существенному изменению спектра носителей тока. Величина SOI определяется асимметрией квантовой ямы: объемной, связанной с отсутствием центра инверсии HgTe (BIA), структурной (SIA), асимметрией интерфейсов (ИА), электрическим полем затвора за счет эффекта Бычкова-Рашбы (RA). Последний механизм представляет особый интерес, поскольку он контролируется приложением внешнего напряжения к затвору. В работах [1,2] было показано, что ИА очень сильно перестраивает спектр валентной зоны и значительно меньше спектр зоны проводимости. Спин-орбитальное расщепление зоны проводимости за счет SIA было исследовано в ряде работ, в то время как расщепление за счет RA исследовано фрагментарно [3,4].

Результаты и обсуждение

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование спин-орбитального расщепления зоны проводимости в номинально симметричных структурах с квантовыми ямами HgTe шириной от 10 до 20 нм в диапазоне концентрации электронов n от $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ до $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, изменяемой за счет напряжения на полевом электроде.

В качестве примера, на рис. 1а приведены зависимости $\Delta\rho_{xx}(H)/\rho_{xx}(0)$ при некоторых напряжениях на затворе, а на рис. 1б – Фурье спектры этих осцилляций.

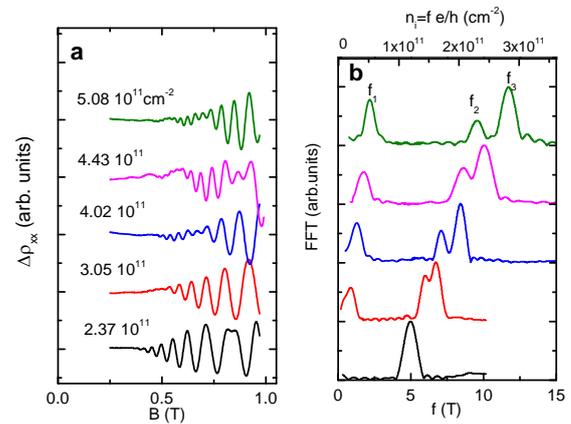


Рис. 1. Осциллирующая часть магнитосопротивления при различных напряжениях на затворе (а) и Фурье спектры этих осцилляций (б). $T=4.2$ К. Структура 100623, $d=18$ нм, ориентация подложки [013]

Видно, что осцилляции имеют 3 компонента: низкочастотную f_1 и две высокочастотные f_2, f_3 . Сопоставление концентраций, найденных из периода осцилляций Шубникова-де Газа (ШдГ) (в предположении, что каждая из компонент в спектре Фурье связана с невырожденными по спину уровнями Ландау) с холловской концентрацией, n_H , (Рис.2) показывает, что $n(f_2) + n(f_3)$ в пределах экспериментальной точности совпадает с n_H , а $n(f_3) - n(f_2) = n(f_1)$. Таким образом, разница $n(f_3) - n(f_2)$ определяется спин-орбитальным расщеплением, относительную величину которого, Δ_{SOI}^n мы будем определять как $\Delta_{\text{SOI}}^n = (n(f_3) - n(f_2)) / (n(f_3) + n(f_2))$.

Причина появления разностной частоты f_1 связана с межподзонами переходами, т.е. аналогична тому, что наблюдается в структурах с двумя заполненными подзонами размерного квантования и в структурах с двойными квантовыми ямами.

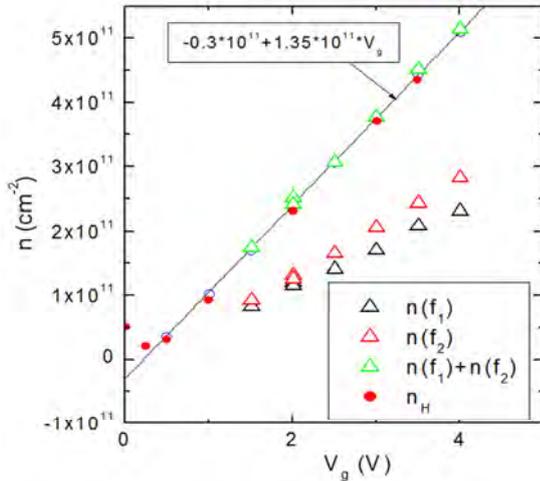


Рис. 2. Зависимости от напряжения на затворе: холловской концентрации n_H в поле 0.1 Т, и концентраций, определенных из периода ШДГ осцилляций, $n_i = f_i e/h$, что соответствует невырожденным уровням Ландау

Частотная фильтрация спектров Фурье позволяет разделить вклады низкочастотных и высокочастотных осцилляций (рис. 3) и более точно определить Δ_{SOI}^n из разности частот f_2, f_3 (пустые точки на рис. 4) и из низкочастотных осцилляций (сплошные точки). Зависимость Δ_{SOI}^n от концентрации электронов, созданной напряжением на затворе, $n_H(Vg)$, приведенная на рис.4, показывает, что Δ_{SOI}^n монотонно возрастает с ростом n_H , начиная с $n \approx 1 \cdot 10^{11}$.

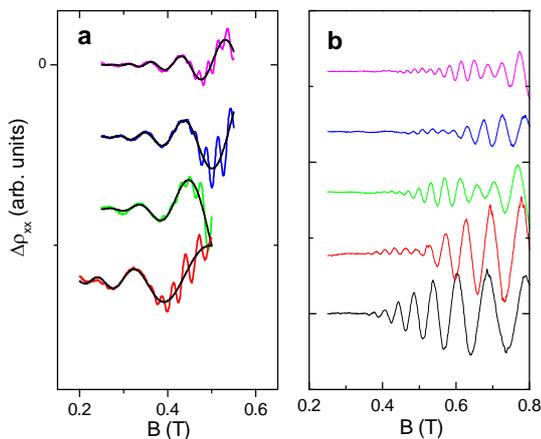


Рис. 3. Разделенные после Фурье фильтрации низкочастотная (а) и высокочастотные осцилляции (б). Концентрации электронов те же, что на рис.1а. Черные кривые на Рис.3а – фитинг формулой Лифшица-Косевича

На том же рисунке приведена зависимость, рассчитанная в рамках 4-х зонного самосогласованного расчета. Видно, что расчет для прямоугольной ямы (сплошная кривая на рис. 4а) в 1.5–2 раза отличается от экспериментальных значений.

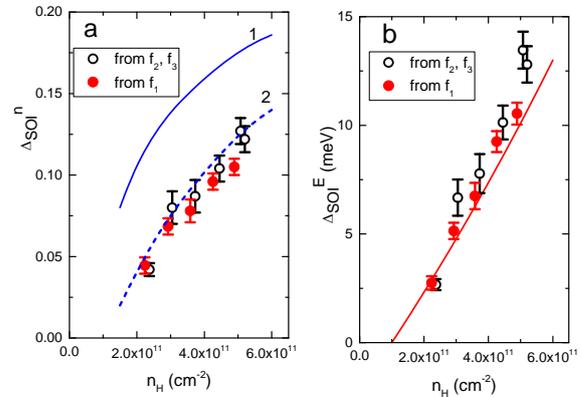


Рис. 4. Зависимость величины спин-орбитального расщепления Δ_{SOI}^n (а) и Δ_{SOI}^E (б) от концентрации электронов. Линии на рис.(а) - результаты расчета для прямоугольной ямы (сплошная кривая) и с размытой на 7% стенкой со стороны подложки (штриховая кривая)

В этом расчете для определения Δ_{SOI}^n используется рассчитанный спектр (эффективная масса), в то время как измеренные в этом диапазоне концентраций значения m_e в 1.5-2 раза меньше рассчитанных (unpublished). При этом, СО расщепление по энергии, Δ_{SOI}^E , найденное с использованием измеренных значений m_e (рис. 4б) хорошо согласуется с расчетом. Отметим, что согласие с расчетом можно получить и с рассчитанным m_e , предположив, что одна из стенок квантовой ямы размыта (штриховая кривая на рис. 4а).

Аналогичные результаты и согласие Δ_{SOI} с расчетом были получены и для структур с $d=10, 15, 20.2$ нм.

Работа выполнена в рамках госзадания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при поддержке грантов РФФИ 18-02-00050 и 16-02-00516.

Литература

1. G.M. Minkov et al. // Physical Review B, V.93, 155304 (2016).
2. G.M. Minkov, V.Ya. Aleshkin, et al. // Physical Review B, V. 96, 035310 (2017).
3. X.C. Zhang et al. // Physical Review B, V.63, 245305 (2001).
4. К.Е. Спирин et al. // Письма в ЖЭТФ, т.92, 65 (2010).

Рост структур с HgTe квантовыми ямами для детекторов ИК излучения

Н.Н. Михайлов^{1,2,*}, С.А. Дворецкий^{1,3,*}, Д.Г. Икусов¹,
В.Г. Ремесник¹, В.А. Швец^{1,2}, И.Н. Ужаков¹

¹ ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, д. 13.

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова д. 2.

³ Национальный исследовательский Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

*mikhailov@isp.nsc.ru,

В работе рассмотрены особенности выращивания и характеристики структур с множественными HgTe квантовыми ямами для создания приемников ИК излучения. Получена экспериментальная зависимость длинноволновой границы от толщины HgTe квантовых ям. Экспериментально показано, что структурах с множественными HgTe КЯ наблюдается резкий длинноволновый край фотопроводимости из-за отсутствия “Урбаховских” хвостов плотности состояний.

Введение

В настоящее время существует потребность в создании приемников ИК излучения в дальней ИК области, работающих при повышенных температурах. Длинноволновая граница промышленно выпускаемых многоэлементных матричных фотоприемников ИК излучения на основе p-n переходов, работающих при температуре жидкого азота ограничена длиной волны 8,3 мкм. Продвижение в более длинноволновую область требует либо понижения температуры ниже 77 К, что резко снижает ресурс работы холодильной машины, либо существенного улучшения технологии создания как материала, так фотодиодных структур. Однако продвижение в этом направлении существенно ограничено наличием “Урбаховских” хвостов плотности состояний в зоне проводимости, определяющих шумовые характеристики фотодиодных структур. Создание многоэлементных матричных фотоприемников с использованием фотосопровитлений так же ограничено из-за малой величины удельного сопротивления узкозонного материала, используемого для фотоприемников дальнего ИК (8-12 мкм) диапазона. В работе рассмотрены возможности создания детекторных структур для регистрации ИК излучения на основе HgTe квантовых ям (КЯ).

Результаты и обсуждение

Рассмотрены технологические особенности выращивания одиночных и множественных HgTe КЯ, методом молекулярно-лучевой эпитаксии с прецизионным *in situ* эллипсометрическим контролем толщины и состава выращиваемых структур. Предложен способ профилирования состава в HgTe КЯ с использованием метода “эффективной” подложки и

учета скорости роста [1,2]. Эксперименты по выращиванию структур проводилось на установке молекулярно-лучевой эпитаксии “Обь-М”, разработанной и изготовленной в ИФП СО РАН. Структуры представляют собой множественные HgTe КЯ встроенные в широкозонный слой состава $X_{\text{CdTe}} \approx 0.7$. Типично суммарная толщина широкозонного слоя была от 2 до 4 мкм. Количество и толщина HgTe КЯ для различных структур варьировалась от 5 до 200 и от 3 до 15 нм соответственно. Расстояние между HgTe КЯ во всех случаях было больше 30 нм. На рис. 1 показаны результаты расчета распределения состава с помощью метода “эффективной” подложки из *in situ* эллипсометрических измерений.

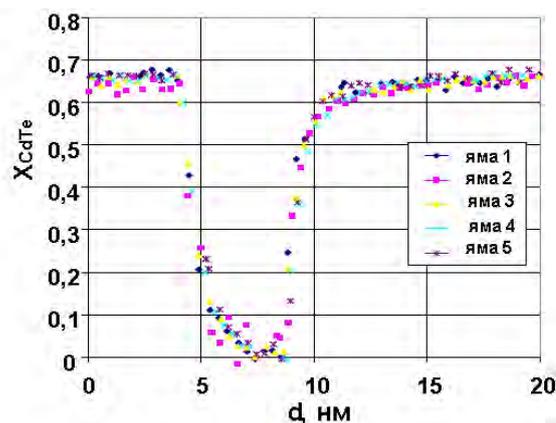


Рис. 1. Распределение состава в 5 HgTe КЯ для структуры 1КРТ161221

Показано, что профиль распределения состава в множественных HgTe КЯ воспроизводится в пределах точности измерения. На рис. 2 представлены результаты измерения фотопроводимости от длины волны падающего излучения. Для измерения фотопроводимости изготавливались фотосопровитления размером 1×1 мм.

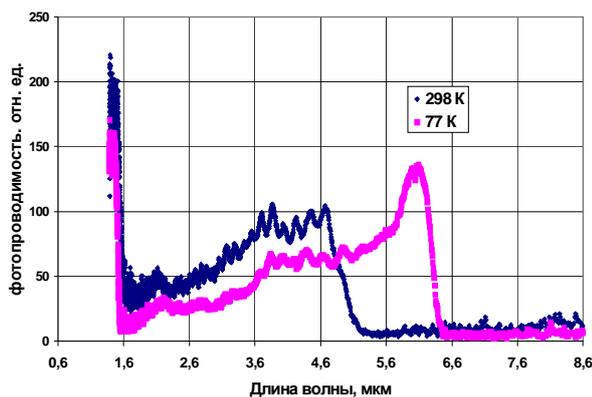


Рис. 2. Фотопроводимость от длины волны падающего излучения при 298 К и 77 К

Наблюдается два характерных края фотопроводимости, связанных с широкозонными обкладками ($X_{\text{CdTe}} \approx 0.7$) толщиной 5 мкм и 10 HgTe КЯ ямами. При понижении температур наблюдается сдвиг края фотопроводимости в коротковолновую область (область вблизи 1,6 мкм) для широкозонного слоя и в длинноволновую область (область 4,6÷6,6 мкм) для HgTe КЯ (аналогично фотосопротивлениям). Видно, что величина фотосигнала для пленки толщиной 4 мкм (широкозонная часть) сравнима с величиной сигнала для 10 HgTe КЯ толщиной 5,6 нм.

На рис. 3 показана зависимость фотопроводимости для структуры с 5 HgTe КЯ толщиной 6,1 нм и соответствующего состава “объемных” пленок $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ), толщиной 8 мкм (красные точки), 3,36 мкм (зеленые точки) и 0,63 мкм (голубые точки).

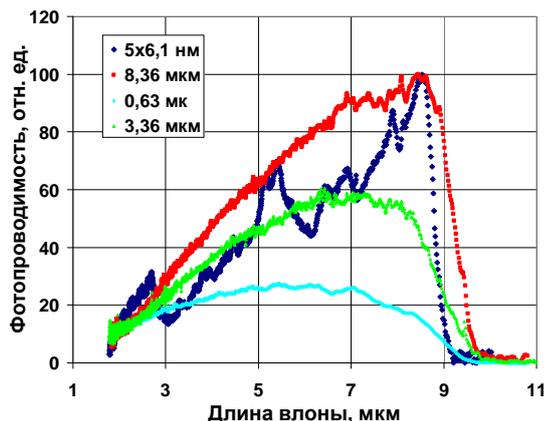


Рис. 3. Зависимость фотопроводимости от длины волны падающего излучения при 77 К для объемного материала КРТ и структуры с 5 HgTe КЯ

Видно, что с уменьшением толщины рабочего слоя КРТ наблюдается уменьшение сигнала фотопроводимости и размытие длинноволновой границы фотопроводимости. Такое типичное поведение

наблюдается для всех объемных фотоприемных структур на основе твердых растворов КРТ и связывают с увеличением влияния “Урбаховских” хвостов плотности состояний. Для структур с 5 HgTe КЯ толщиной 6,1 нм длинноволновый край фотопроводимости аналогичен как для 8 мкм пленки КРТ соответствующего состава. Необходимо отметить, что на спектре фотопроводимости наблюдаются характерные пики, связанные с переходами на более высоких уровнях размерного квантования (синяя кривая пики вблизи 2,8 мкм, 5,5 мкм и 8 мкм).

На рис. 4 представлена экспериментальная зависимость длинноволновой границы от толщины HgTe КЯ.

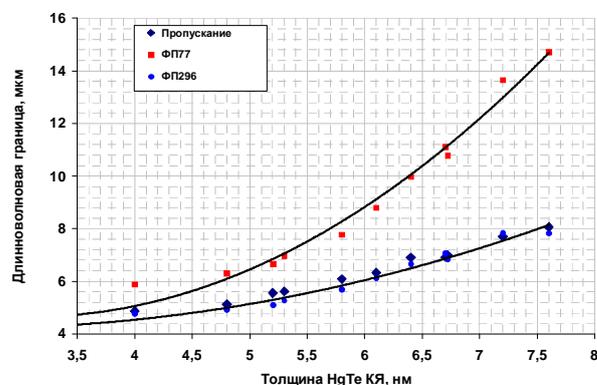


Рис. 4. Зависимость длинноволновой границы фотопроводимости от толщины HgTe КЯ

С увеличением толщины HgTe КЯ наблюдается смещение длинноволновой границы в стороны больших длин волн. Следовательно, возможно управление длинноволновой фотоприемных структур на основе множественных HgTe КЯ, как за счет изменения температуры работы фотоприемника, так и за счет изменения толщины КЯ.

Работа выполнена при частичной поддержке проектом № 306-2018-0010 Комплексной программы фундаментальных исследований СО РАН “Междисциплинарные интеграционные исследования” на 2018-2020 гг. и программой Volkswagen Stiftung.

Литература

1. В.А. Швец, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов // Автометрия, т. 47, №5, 13 (2011).
2. V.V. Vasiliev, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov et al. // INTECH, 174 (2012).

Усиление терагерцовых плазменных волн в двухслойном активном графене

М.Ю. Морозов^{1*}, И.М. Моисеенко^{1,2}, В.В. Попов^{1,2}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*mikkym@mail.ru

Теоретически и численно исследовано усиление терагерцовых плазменных волн (плазмонов) в двухслойном активном графене. Показано, что нормированный на длину волны коэффициент усиления симметричной моды плазмонов в двухслойном графене может более чем на 4 порядка величины превосходить аналогичную величину в монослое графена.

Введение

Графен, двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны [1], представляется идеальным активным элементом для современных терагерцовых (ТГц) генераторов и усилителей. Обоснование возможности создания в графене отрицательной дифференциальной проводимости на терагерцовых частотах [2], наряду с возможностью возбуждения сильно локализованных плазменных волн (плазмонов) в графене [3] привело к появлению первых концепций ТГц генераторов и усилителей плазмонов [4–7]. Двухслойный графен – это два монослоя графена, разделенные тонким слоем диэлектрика или полупроводника (барьерным слоем). Электромагнитные поля в этих слоях взаимодействуют друг с другом, порождая общую для этих слоев плазмонную моду [8]. Двухслойный графен может использоваться в полевых транзисторах [9], оптических и плазмонных модуляторах [10,11].

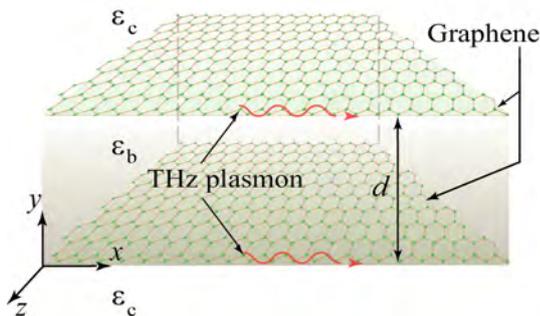


Рис. 1. Схематическое изображение структуры

Настоящая работа посвящена теоретическому изучению усиления ТГц плазмонов в структуре с двухслойным активным (с инверсией энергетического распределения носителей заряда) графеном, схематически представленной на рис. 1. Рассмотрена симметричная структура со связанными слоями графена, разделенных диэлектрическим барьерным слоем толщины d , с одинаковой инверсией носителей заряда в каждом из слоев.

Теоретическая модель

Для численного исследования дисперсии и усиления плазмон-фононных мод в рассматриваемой структуре в строгом электродинамическом подходе было получено следующее дисперсионное соотношение [8,12]

$$\tanh(k_{yb}d) = -2\Psi / (1 + \Psi^2), \quad (1)$$

где

$$\Psi = (k_{yb}/\varepsilon_b) \cdot [\varepsilon_c/k_{yc} + i\sigma(\omega)/[\varepsilon_0\omega]],$$

$$k_{yj} = \sqrt{k_x^2 - \varepsilon_j \omega^2/c^2}.$$

Здесь k_x , k_y и ω – соответственно планарная и поперечная компоненты волнового вектора плазмона относительно плоскости графена и частота плазменной волны, ε_b и ε_c – диэлектрические проницаемости барьерного слоя и обкладок, соответственно, $\sigma(\omega)$ – динамическая комплексная проводимость графена [5].

Дисперсия и усиление плазмонов в двухслойном графене

На рис. 2 представлена дисперсия ТГц плазмонов в двухслойном графене. На высоких частотах существует одна ветвь, соответствующая дисперсии плазмонов в монослое графена (показанной пунктирной линией 3 на рис. 2), поскольку толщина барьерного слоя d превосходит длину локализации плазмонов $L_{loc} \equiv 1/\text{Re} k_x$. С уменьшением частоты длина локализации становится соизмеримой с d и электромагнитные поля плазмонов в слоях графена начинают взаимодействовать между собой, вследствие этого дисперсия плазмонов распадается на две ветви: оптическую (кривая 1 на рис.2) и акустическую (кривая 2 на рис.2).

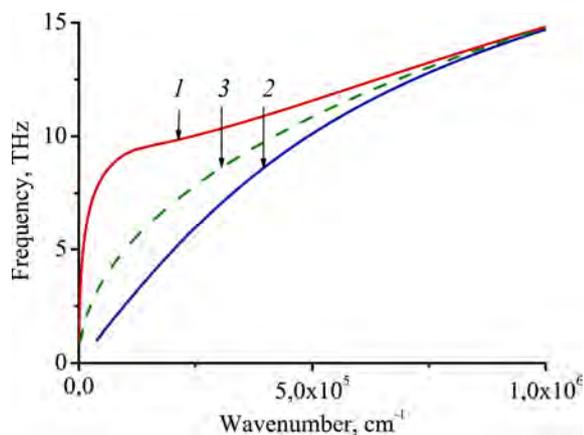


Рис. 2. Дисперсия ТГц плазмонов в двухслойном графене: оптическая (кривая 1) и акустическая (кривая 2) моды. Дисперсия плазмонов в монослое графена показана пунктирной линией 3

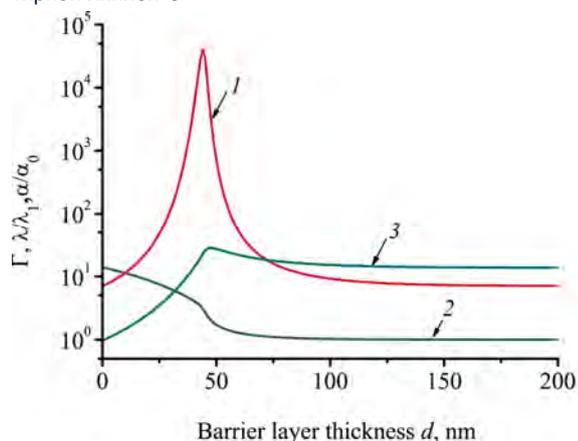


Рис. 3. Нормированный коэффициент усиления плазмонов по мощности в двухслойном графене (кривая 1), длина волны плазмона (кривая 2) и инкремент усиления плазмона (кривая 3) в зависимости от толщины барьерного слоя

В данной работе исследуется усиление оптической моды, поскольку коэффициент усиления акустической моды, как нами было показано [13], в двухслойном активном графене меньше, чем в монослое графена. На рис. 3 представлен коэффициент усиления оптической моды плазмонов по мощности, нормированный на длину волны плазмона, $\Gamma = \exp(\alpha \cdot \lambda)$ (кривая 1). Максимум на зависимости коэффициента усиления от толщины барьерного слоя d обусловлен конкуренцией процессов возрастания длины волны плазмона в двухслойном графене (кривая 2) и изменения инкремента усиления симметричной моды (кривая 3) [13]. Длина волны плазмона возрастает с уменьшением d , что обусловлено уменьшением локализации поля плазмона оптической моды с уменьшением толщины барьерного слоя.

Инкремент усиления симметричной моды α первоначально возрастает с уменьшением толщины барьерного слоя d из-за сложения полей плазмонов в графеновых монослоях. Спад α при дальнейшем уменьшении d обусловлен ухудшением локализации поля плазмона при малых d с соответствующим уменьшением эффективности взаимодействия полей плазмона со слоями графена.

Таким образом, в настоящей работе теоретически изучены дисперсия и коэффициент усиления ТГц плазмонов в двухслойном активном графене. Показано, что нормированный на длину волны коэффициент усиления плазмонов в двухслойном графене может более чем на 4 порядка величины превосходить аналогичную величину в монослое графена. Усиление ТГц плазмонов может быть востребованным при создании активных элементов ТГц графеновых плазмонных усилителей и нановолноводов.

Литература

1. K.S. Novoselov, V.I. Fal'ko, L. Colombo et al. // Nature, V. 490, 192 (2012).
2. V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji // J. Applied Physics, V. 101, 083114 (2007).
3. F.H.L. Koppens, D.E. Chang, F.J. Garcia de Abajo // Nano Lett 11, P. 3370 (2011).
4. V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V. Ryzhii // JETP Lett., V. 89, 63 (2009).
5. A.A. Dubinov et al. // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).
6. V.V. Popov et al. // Phys. Rev. B, V. 86, 195437 (2012).
7. M.Yu. Morozov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 106, 061105 (2015).
8. C.H. Gan, H.S. Chu, E.P.Li // Phys. Rev. B 85, 125431 (2012).
9. L. Britnell et al. // Science, V. 335, 947 (2012).
10. M. Liu, X. Yin, X. Zhang // Nano Letters 12, 1482 (2012).
11. D.R. Andersen // J. Opt. Soc. Am. B, V. 27, 818 (2010).
12. D. Svintsov, V. Vyurkov, V. Ryzhii, T. Otsuji // J. Appl. Phys., V. 113, 053701 (2013).
13. M.Yu. Morozov, I.M. Moiseenko, V.V. Popov // J. Phys.: Condens. Matter, V. 30, (2018) – принято к публикации.

Модель «петли экстремумов» для спектра валентной зоны квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой в полуметаллической фазе

В.Н. Неверов*, Н.Г. Шелушина, А.С. Боголюбский

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

*neverov@imp.uran.ru

Для валентной зоны квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой рассчитан спектр уровней Ландау в квазиклассической модели «петли экстремумов». В полуметаллической фазе веер уровней Ландау валентной зоны стартует при $B = 0$ с энергии, соответствующей энергии боковых максимумов этой зоны, и, таким образом, перекрывается с веером уровней Ландау зоны проводимости.

Введение

Примечательным свойством гетероструктур HgCdTe/HgTe/HgCdTe является то, что путем изменения ширины, квантовой ямы (QW) HgTe могут быть достигнуты переходы между фазами обычного (зонного) изолятора, топологического изолятора и полуметалла. По мере увеличения толщины слоя HgTe материал становится все более и более похожим на объемный HgTe, и для широких QW ($d_{QW} > d_C \cong 6.3 \text{ нм}$) зонная структура становится «инвертированной».

В инвертированном режиме первая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H1 имеет электронный характер [1] и является зоной проводимости. При ширине квантовой ямы $d_{QW} > 8 \text{ нм}$ верхней валентной зоной становится вторая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H2 с немонотонным законом дисперсии. Если принять во внимание напряжение, возникающее в слое HgTe из-за несоответствия постоянных решетки HgTe и CdTe, то при $d_{QW} \geq 18 \text{ нм}$ возникает перекрытие зоны проводимости с боковыми экстремумами валентной зоны порядка нескольких мэВ – образуется фаза двумерного полуметалла (2D SM) [2].

На рис. 1а показана зонная структура напряженной квантовой ямы HgTe с $d_{QW} = 20 \text{ нм}$, рассчитанная Новик и др. [3] в рамках самосогласованной 8-зонной k -р – модели. На рис. 1б представлены изоэнергетические контуры дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в координатах (k_x, k_y) , соответствующие энергии ϵ (пунктир на Рис.1а). На рис. 1в представлены изоэнергетические контуры дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в координатах (k_x, k_y) , соответствующие энергии ϵ (пунктир на Рис.1а). На рис. 1в представлены изоэнергетические контуры дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в координатах (k_x, k_y) , соответствующие энергии ϵ (пунктир на Рис.1а).

валентной зоны (окружности с радиусами $(k_0 \pm \Delta k)$ в координатах (k_x, k_y) , соответствующие энергии ϵ (пунктир на рис. 1а), в изотропном приближении, когда гофрировка зоны Γ_8 не учитывается. На рис. 1а,б заштрихованы участки зонной диаграммы, соответствующие запрещенной щели между зоной проводимости и валентной зоной.

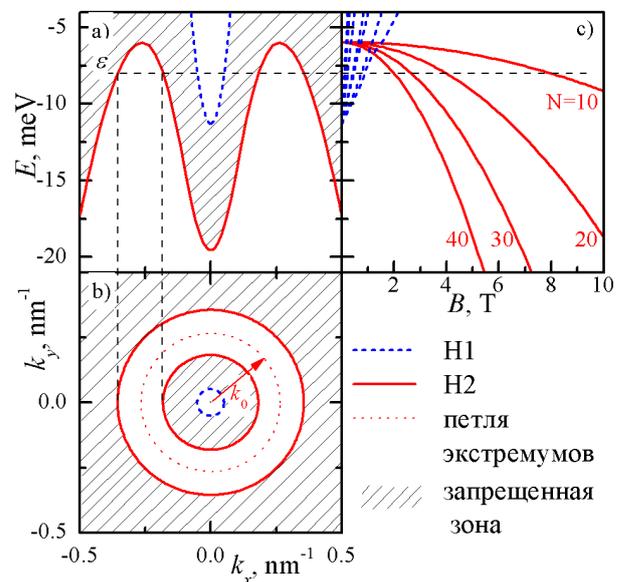


Рис. 1. а) Зонная структура напряженной квантовой ямы HgTe с $d_{QW} = 20 \text{ нм}$. б) Изоэнергетические контуры дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в координатах (k_x, k_y) , соответствующие энергии ϵ (пунктир на Рис.1а). в) Спектр уровней Ландау валентной зоны, вычисленный в модели «петли экстремумов». Заштрихованы участки зонной диаграммы, соответствующие запрещенной щели между зоной проводимости и валентной зоной

Численные расчеты эффективной массы дырок валентной зоны (подзоны $H2$) для сильной анизотропии спектра (учет гофрировки; асимметрии границ квантовой ямы и различия их размытия) в квазиклассическом приближении выполнены в [4].

Модель «петли экстремумов»

В то же время в изотропном приближении изоэнергетические контуры вблизи потолка валентной зоны имеют вид колец (см. Рис. 1b), и мы для расчета эффективной массы и спектра уровней Ландау (LL) дырок используем модель, предложенную в [5] для полупроводников с решеткой вюрцита. Рашба и Шека в [5] показали, что если пренебречь анизотропией релятивистских взаимодействий, то минимум энергии электронов в этих полупроводниках достигается не в отдельных изолированных точках импульсного пространства, а на целой кривой – окружности, которая была названа петлей экстремумов.

В этой модели закон дисперсии дырок с энергиями, близкими к экстремальной (при $p_{\perp} = p_0 \equiv \hbar k_0$), для 2D – случая возьмём в виде:

$$\varepsilon = a(p_{\perp} - p_0)^2,$$

где $p_{\perp} = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2}$ при отсчете энергии вглубь валентной зоны.

Вычисляя в квазиклассическом приближении эффективную массу

$$m_c(\varepsilon) = (1/2\pi) \cdot (dS(\varepsilon)/d\varepsilon),$$

где $S(\varepsilon)$ – площадь кольца, отрезанного от боковых максимумов валентной зоны плоскостью постоянной энергии ε , и расстояние между квантованными магнитным полем B уровнями энергии [6] $\Delta\varepsilon = \hbar e B / m_c(\varepsilon)$, для LL спектра дырок валентной

зоны QW HgTe в модели «петли экстремумов» при $N \gg 1$ находим:

$$\varepsilon(N, B) = aN^2(\hbar e B / p_0)^2,$$

то есть $\varepsilon(N, B) \sim N^2 B^2$.

Спектр уровней Ландау валентной зоны, вычисленный в модели «петли экстремумов», схематически показан на рис. 1с.

Важно, что этот LL веер стартует с энергии $\varepsilon = 0$, соответствующей энергии вершин (боковых максимумов) валентной зоны (подзоны $H2$) и перекрывается с LL веером зоны проводимости (подзоны $H1$), как это и должно быть в SM фазе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-12-01002).

Литература

1. M.I. D'yakonov, A.V. Khaetskii // JETP, V. **55**, 917 (1982); L.G. Gerchikov, A. Subashiev // Phys. Status Solidi B, V. **160**, 443(1990).
2. Z.D. Kvon et al. // Phys. Rev. B, V. **83**, 193304 (2011).
3. E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, L.W. Molenkamp // Phys. Rev. B, V. **72**, 035321 (2005).
4. Г.М. Миньков и др. // Тезисы докладов XIII РКФП, Екатеринбург, 2017, с. 194.
5. Э.И. Рашба, В.И. Шека // ФТТ, V. **2**, 162 (1959).
6. И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов. Электронная теория металлов. – М.: Наука, 1971, 416 с.

Поиск когерентности в плотном биэкситонном газе в SiGe

С.Н. Николаев^{1,*}, В.С. Кривобок¹, Э.Т. Давлетов¹, В.С. Багаев¹, Е.Е. Онищенко¹, С.И. Ченцов¹, А.В. Новиков^{2,3}, М.В. Шалеев²

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

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Нижний Новгород, Россия, 603087

³ Нижегородский государственный университет им Н. И. Лобачевского, проспект Гагарина, 23, Нижний новгород, Россия, 603950

*nikolaev-s@yandex.ru

В данной работе исследована возможность достижения когерентности биэкситонного газа в гетероструктурах SiGe/Si при снятии вырождения электронных состояний анизотропной деформацией. Показано, что одноосная деформация приводит к снятию вырождения биэкситонных состояний, что проявляется в увеличении их видимой люминесценции в 2.3–2.4 раза при $\epsilon > 10^{-4}$ и температуре 5 К. Обнаружено, что при температуре 2 К усиление видимой люминесценции при приложении деформации составило 3.3–3.9 раза, что может указывать на появление когерентности в квазидумерном газе биэкситонов.

Введение

Получить плотный газ бозонов в квантовой яме (КЯ) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ можно только при содержании Ge $x > 9\%$, когда образование электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) подавляется барьером для электронов в слое твердого раствора. Однако основным состоянием электронной подсистемы таких структур при низких (< 10 К) температурах является пространственно непрямой биэкситон. При совместной рекомбинации четырех частиц, составляющих биэкситон, может испускаться фотон с энергией $\sim 2E_g$. Такое излучение называется $2E_g$ -люминесценцией и характерно для многочастичных состояний в SiGe гетероструктурах. При этом электроны должны лежать в противоположных долинах, чтобы суммарный квазиимпульс биэкситона был близок к 0 и рекомбинация происходила без участия фонона. Поэтому $2E_g$ -люминесценцию можно использовать для регистрации когерентности в газе биэкситонов. Анализ явлений, связанных с возможным возникновением когерентности в экситонной подсистеме SiGe/Si КЯ с непрямым краем собственного поглощения, является основной целью настоящей работы.

Однако степень вырождения биэкситонного газа $g_{\text{bi}} = 28$ слишком высока для появления когерентности при температурах выше 2 К. Поэтому была предпринята попытка снизить степень вырождения зоны проводимости с помощью растяжения слоя SiGe в плоскости образца. Для этого был разрабо-

тан и изготовлен специальный пресс, который размещался в криостате и позволял проводить изгиб плоских образцов при гелиевых температурах. Так как КЯ расположена у поверхности образца, то можно считать, что слой SiGe подвергается одноосному растяжению. При этом, растяжение в направлении [100] должно снимать вырождение зоны проводимости, а в направлении [110] — нет.

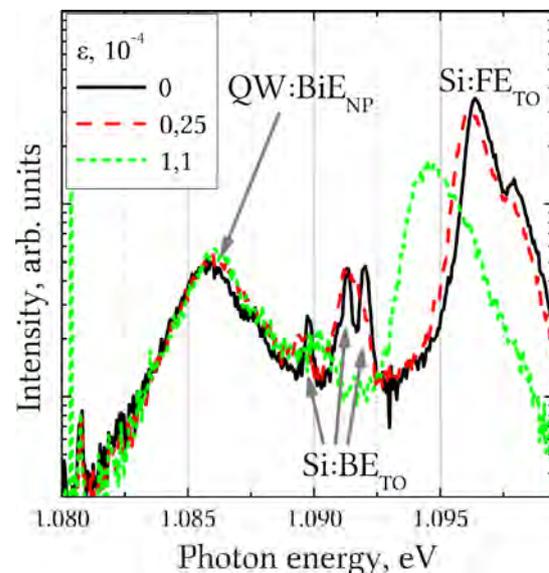


Рис. 1. Зависимость ИК спектров структуры с КЯ $\text{Si}_{0.88}\text{Ge}_{0.12}$ от величины приложенной деформации в направлении [100] при температуре 5 К, плотности мощности возбуждения 50 мВт/см^2 . Si:FE_{TO} и Si:BE_{TO} — линии излучения свободных и связанных на примесях экситонов в Si (ТО-фононное повторение). $\text{QW:BiE}_{\text{NP}}$ — линия излучения биэкситонов в КЯ

Эксперимент

Были проведены измерения спектров фотолюминесценции образца с КЯ $\text{Si}_{0.88}\text{Ge}_{0.12}$ в видимой и ИК областях при температуре 5 К. Было обнаружено, что деформация в направлении [100] приводит к увеличению интенсивности 2Eg-ФЛ (см. рис. 2) при неизменном уровне сигнала в ИК (см. рис. 1). При изгибе [110], напротив, наблюдалось тушение видимой ФЛ биэкситонов в КЯ. Отношение интенсивности ФЛ биэкситонов в 2Eg- и ИК-спектрах (β) росло с увеличением величины деформации ε (см. рис. 3) и стабилизировалось при значении 2.3–2.4 раза. Величина усиления 2Eg-ФЛ практически не зависела от плотности мощности возбуждения, что указывает на отсутствие связи с БЭК.

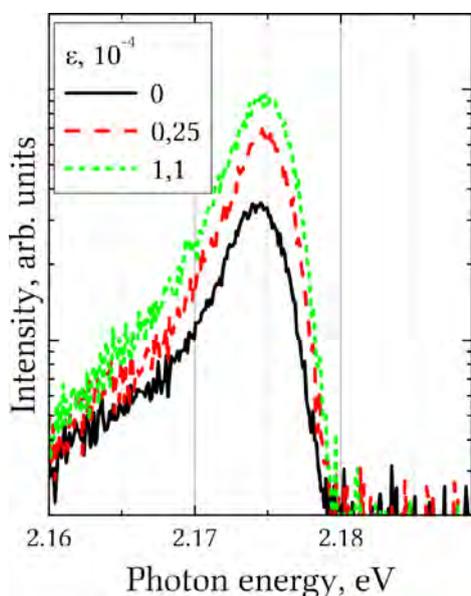


Рис. 2. Влияние деформации в направлении [100] на спектр видимой люминесценции гетероструктуры с КЯ $\text{Si}_{0.88}\text{Ge}_{0.12}$

Результаты, представленные на рисунках, можно объяснить, если учесть, что при четырехкратном долинном вырождении зоны проводимости только 8 из 28 конфигураций биэкситонов могут излучать в видимой области спектра. При растяжении в направлении [100] степень вырождения электронных состояний понижается до 2. При этом 4 из 6 конфигураций биэкситонов оказываются «светлыми» в 2Eg-спектре. То есть при большой деформации доля «светлых» биэкситонов увеличивается в $7/3 = 2.33$ раза.

Низкая температура и степень вырождения могли бы позволить обнаружить когерентность в биэкситонном газе при плотностях носителей ниже мот-

товского предела. Поэтому при температуре 2 К и изгибе структуры [100] ($\varepsilon_m = 10^{-4}$) была измерена зависимость спектров ФЛ в видимой и ИК областях от плотности мощности возбуждения. Понижение температуры привело к росту β^* до величины 3.3–3.9, что на 40–65% выше как теоретических, так и экспериментальных значений при $T = 5$ К.

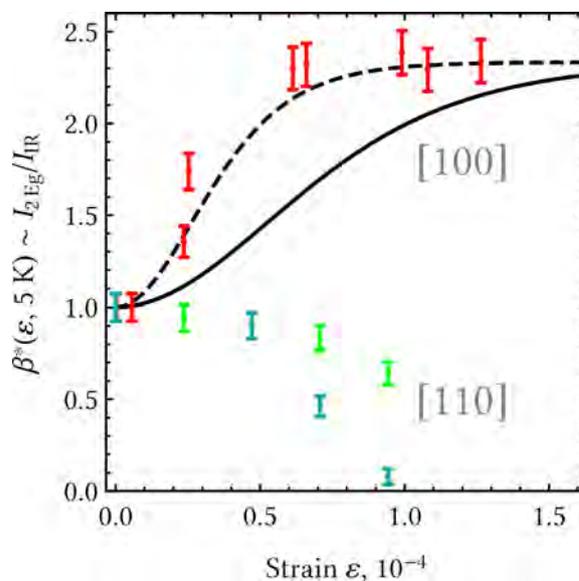


Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности 2Eg- и ИК-люминесценции линии биэкситона от величины и направления деформации изгиба. Температура образца — 5 К, плотность мощности возбуждения — 50–200 мВт/см². Сплошная линия — теоретическая зависимость β , штрих — та же кривая, полученная при удвоенной величине деформации $\varepsilon_0 = 2\varepsilon$

Выводы

Таким образом, в данной работе изучено влияние анизотропной деформации на спектры ИК- и 2Eg-люминесценции квантовых ям SiGe/Si. Было обнаружено, что изгиб [100] приводит к увеличению сигнала 2Eg-люминесценции КЯ в 2.4 раза.

Было показано, что этот эффект связан со снятием долинного вырождения зоны проводимости и увеличением доли «светлых» в 2Eg-спектре биэкситонов. Увеличение интенсивности видимой люминесценции образца при деформации возросло до 3.3–3.9 при температуре 2 К, что может указывать на появление когерентности в газе биэкситонов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФ (грант № 14-22-00273 теоретический анализ) и гранта Президента РФ (Грант № МК-2332.2017.2, эксперимент).

Разрешенная по поляризации низкотемпературная микрофотолюминесценция пленок CdTe/GaAs и CdTe/Si

С.Н. Николаев¹, В.С. Кривобок^{1,*}, Е.Е. Онищенко¹, А.А. Пручкина¹, С.И. Ченцов¹

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

*kolob7040@gmail.com

На основе измерений разрешенной по поляризации низкотемпературной (5К) микрофотолюминесценции исследованы свойства изолированных (квантовых) излучателей в релаксированных эпитаксиальных пленках CdTe выращенных на (103) Si и (103) GaAs подложках.

Введение

Мотивация работы - развитие новых подходов для локального анализа структурных дефектов в подложках на основе CdTe, которые могут оказывать влияние на свойства эпитаксиальных слоев CdHgTe. В данной работе основное внимание уделяется исследованию электронных состояний протяженных дефектов на основе измерений низкотемпературной микрофотолюминесценции.

Структурные свойства

Для исследований было отобрано две серии пленок CdTe толщиной 5.5 мкм. Первая серия была выращена на подложках из (103) GaAs, вторая – на подложках (103) Si. Структурные исследования, выполненные с помощью электронной микроскопии и рентгенодифракционного анализа, показали что для каждой из пленок нормаль к плоскости роста задается подложкой и точно соответствует направлению [103]. Отличие пленок состоит в разной величине разворота решетки вокруг [103] по отношению к кристаллографическим осям подложек. В случае Si подложки малая величина разворота (~1.5 градуса) в сочетании с большим отличием постоянных решетки у Si и CdTe приводит к формированию в пленке выделенной системы дефектов упаковки и микродвойников. В случае GaAs подложки большая часть структурных дефектов, компенсирующих различие постоянных решетки, формируются на интерфейсе, в то время как в пленку прорастает лишь малая часть дислокаций. Полученные данные указывают на то, что формирование двойников и дефектов упаковки в этом случае подавля-

ется. Таким образом, показано, что для пленки Si/CdTe основным типом структурных дефектов являются двойники и дефекты упаковки, привязанные к одной из плоскостей {111}, а также частичные дислокации формирующиеся по краям дефектов упаковки. В случае пленки GaAs/CdTe основным типом структурных дефектов являются дислокации, предположительно, 60 градусные, прорастающие с интерфейса GaAs/CdTe.

Микрофотолюминесценция

Для исследований микрофотолюминесценции пленки CdTe/GaAs и CdTe/Si толщиной ~5.5 мкм помещались в гелиевый криостат и равномерно возбуждались расфокусированным излучением непрерывного лазера ($\lambda=472$ нм). Спектры фотолюминесценции пленок в основном определялись экситонами и излучением протяженных дефектов (Y-линии). При измерении МФЛ излучение собиралось микрообъективом, расположенным в криостате, и после прохождения пленочного поляризатора, фокусировалось на входную щель решеточного монохроматора оснащенного многоканальным ПЗС приемником. Такая схема позволяла получать на ПЗС приемнике разрешенные по поляризации двумерные картины сигнала МФЛ (далее карты сигнала МФЛ), ось ординат у которых соответствует пространственной координате, а ось абсцисс – длине волны рекомбинационного излучения. Автоматизированный анализ карт сигнала МФЛ, полученных при различных положениях поляризатора, обеспечивал возможность картирования с микронным разрешением степени линейной поляризации

и, при ее наличии, плоскости, которая соответствует поляризации основной части излучения в данной точке. Привязка плоскости поляризации к кристаллографическим осям осуществлялась исходя из известной ориентации (1 1 0) «базового среза» на краях отобранных образцов. Пространственное разрешение метода составляло 1-2 мкм при спектральном разрешении не хуже 0.1 нм.

Показано, что экситонное излучение пленок CdTe неполяризовано или имеет малую степень поляризации (~0.1), которая близка к погрешности экспериментального определения этой величины. Линейно поляризованная МФЛ возникает при энергиях кванта приблизительно на 60 нэВ меньших ширины запрещенной зоны (1.606 нэВ) в спектральном диапазоне 800-840 нм. В зависимости от длины волны излучения и положения на образце наблюдается 4 типа излучателей характеризующихся линейной поляризацией. Для первых двух типов плоскость поляризации содержит направления [1 1 0] и [0 1 -1]. Так как в соединениях со структурой цинковой обманки полные или частичные дислокации распространяются, преимущественно, вдоль направлений <110>, можно утверждать, что соответствующие излучатели формируются ядрами (ча-

стичных) дислокаций. Для излучателей третьей группы поляризация сигнала МФЛ в пределах погрешности эксперимента отвечает направлению [2 3 -1], которое лежит в плоскостях (0 1 3) и (-1 1 1). Иначе говоря, данные излучатели следует приписать анизотропным состояниям, которые привязаны к дефекту упаковки (-1 1 1). Отметим, что плоскость (-1 1 1) содержит направления [1 1 0] и [1 1 -1]. Это означает, что основная часть сигнала линейно поляризованной МФЛ в области 800-840 нм может быть описана исходя из представлений о выделенной системе дефектов упаковки (- 1 1 1), которые прерываясь в объеме кристалла, формируют частичные дислокации вдоль направлений [1 1 0] и [1 1 -1]. Излучатели четвертой группы, имея заметную степень линейной поляризации, характеризуются сильным разбросом по ориентации плоскости поляризации. По-видимому, эти более редкие излучатели возникают в результате изломов дислокаций или в результате искажения дислокационных состояний точечными дефектами.

Авторы благодарны коллективу технологов ИФП СО РАН за предоставленные образцы. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (грант № 17-72-10265).

Формирование включений кремния гексагональной фазы при ионной имплантации в структуру SiO₂/Si

А.А. Никольская, Д.С. Королев, А.Н. Михайлов, А.И. Белов,
Н.О. Кривулин, Д.А. Павлов, Д.И. Тетельбаум *

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

*tetelbaum@phys.unn.ru

Методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в приграничном слое кремния структуры SiO₂/Si (100), подвергнутой ионной имплантации и термической обработке, обнаружено образование включений гексагонального кремния. Анализ картин высокого разрешения в комбинации с Фурье-преобразованием показал, что формирующиеся включения относятся к фазе кремния 9R. Результаты обсуждаются с точки зрения роли механических напряжений в синтезе указанной фазы.

Введение

Перспективным подходом к решению проблемы дальнейшего повышения быстродействия интегральных схем является переход от традиционной микроэлектроники к интегральной оптоэлектронике. Одним из вариантов такого подхода является синтез неалмазоподобных модификаций кремния, в частности, гексагонального типа, для некоторых политипов которого теоретически предсказано увеличение вероятности излучательных переходов по сравнению с обычным кубическим кремнием [1]. Существующие методы синтеза гексагональных модификаций кремния трудно совместимы с существующей кремневой технологией и характеризуются низкой стабильностью образующейся гексагональной фазы. Наилучшей совместимостью с традиционной кремневой технологией изготовления интегральных схем обладает метод ионной имплантации. В данной работе показана возможность формирования включений гексагональной фазы кремния путем имплантации ионов средних энергий в пленку диоксида кремния на подложке кремния с последующим отжигом.

Методика эксперимента

В качестве исходных образцов использовались термически окисленные образцы кремния КЭФ-4.5 (100) с толщиной пленки SiO₂ 160 нм. Предварительно проводилась имплантация ионов N₂⁺ с энергией 20 кэВ и дозой 1.3·10¹⁷ ат./см² с последующим отжигом при температуре 1100 °С (30 мин). Затем образец облучался ионами N₂⁺ с энергией 40 кэВ, дозой 2.5·10¹⁶ ат./см² и Ga⁺ с энергией 80 кэВ, дозой

5·10¹⁶ ат./см² (при этом профили распределения имплантированных атомов галлия и азота, согласно расчетам по программе SRIM, приблизительно совпадают, а величина среднего проецированного пробега R_p составляет ~ 60 нм). Далее проводился заключительный отжиг в атмосфере азота при температуре 800 °С в течение 30 мин.

Кроме этого, был выполнен опыт по облучению образцов кремния КЭФ-4.5 (100) с толщинами пленки SiO₂, равными 120, 160 и 300 нм, ионами инертного газа Kr⁺ (масса атома сравнима с массой атома Ga) в режимах, совпадающих с режимами внедрения Ga⁺, с последующим отжигом при 800 °С (30 мин).

Исследование поперечного среза синтезированных образцов проводилось на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F. Плоскость поперечного среза была ориентирована параллельно семейству {110} плоскостей исходного кремния.

Измерения фотолюминесценции (ФЛ) проводились при температуре жидкого азота, для возбуждения ФЛ использовался в одном случае зеленый диод (λ = 530 нм), в другом случае – полупроводниковый лазер (λ = 980 нм).

Результаты и обсуждение

Исследование структурных особенностей имплантированных образцов методом ПЭМ выявило следующее. Для образцов SiO₂/Si внутри кремневой подложки на границе раздела с оксидом видны области, отличные по структуре от алмазоподобного кремния (рис. 1). Изображение одной из таких об-

ластей (выделена квадратом на рис. 1а), полученное в режиме высокого разрешения, приведено на рис. 1б. Полученную картину можно интерпретировать как изображение системы идущих непосредственно один за другим дефектов упаковки. Такая система фактически представляет собой фрагмент одной из гексагональных фаз кремния [2].

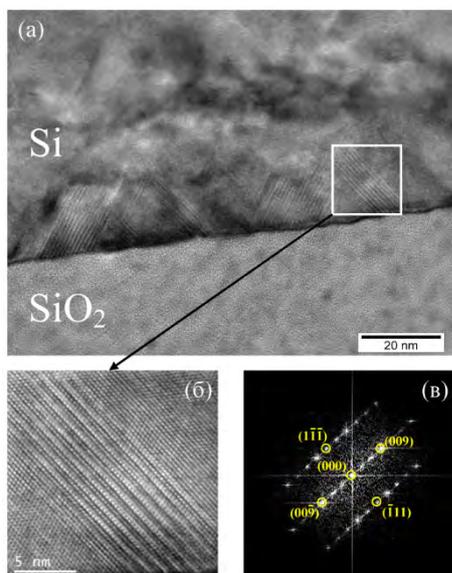


Рис. 1. Снимок ПЭМ термически окисленного кремния, облученного ионами Ga^+ и N_2^+ , после отжига при 800°C (а), увеличенное изображение выделенной области (б) и Фурье-преобразование для этой области (в). Указанные индексы соответствуют отражениям для фазы 9R

Измерение периода чередования параллельных линий на картине высокого разрешения дало величину 0.95 ± 0.03 нм, что с точностью до погрешности измерения совпадает с утроенным значением межплоскостного расстояния (111) в алмазоподобном кремнии (3С). Данный период характерен для политапа 9R. Чтобы удостовериться в этом, было выполнено Фурье-преобразование для выделенной области, результаты которого приведены на рис. 1в. На картине, полученной путем указанного преобразования, присутствуют как рефлексы, которые находятся от центра на расстояниях, соответствующих отражениям типа $\{111\}$ для фазы 3С, так и рефлексы, расположенные на расстояниях $1/3$ и $2/3$ от этой величины, характерные для фазы 9R. Измерение периода структуры путем определения расстояния между центральным (000) и ближайшим рефлексом, находящимся на расстоянии $1/3$ от рефлекса 9R (009), дало значение 0.95 ± 0.03 нм. Таким образом, значения, полученные как прямым измерением периода, так и путем анализа данных

Фурье-преобразования, практически совпадают. Это позволяет уверенно судить о наличии включений фазы 9R, расположенных в кремниевой подложке на границе с пленкой SiO_2 . Как следует из рис. 1а, размер этих включений в направлении, перпендикулярном поверхности образца, составляет ~ 20 нм.

Предполагается, что движущей силой образования фазы 9R служат значительные механические напряжения, образующиеся в пленке SiO_2 при имплантации ионов галлия и азота. Основной вклад в образование напряжений, по-видимому, дает внедрение галлия, атомный радиус которого (0.139 нм) существенно превышает таковые для кремния и кислорода (0.118 нм и 0.074 нм, соответственно), хотя некоторый вклад в образование механических напряжений может быть обусловлен различием термических коэффициентов расширения материалов пленки и подложки. Поскольку пленка выращена методом термического окисления, она имеет достаточно прочную связь с подложкой, вследствие чего напряжения локализованы не только в пленке SiO_2 , но и в тонком слое подложки, прилегающем к границе SiO_2/Si . При этом величина напряжений спадает с глубиной. Релаксация этих напряжений при отжиге приводит к перестройке атомной структуры тонкого слоя кремния, находящегося вблизи границы раздела с пленкой, сдвигу плотноупакованных слоев относительно друг друга и изменению порядка чередования ...АВСАВСАВС..., присутствующего в фазе 3С на порядок ...АВАСАСВСВ..., свойственный гексагональной фазе 9R.

Предварительное исследование ФЛ образцов, облученных ионами Kr^+ с последующим отжигом, выявило полосу излучения на длине волны 1240 нм, обусловленную структурными изменениями в кремнии. Выяснение природы центров, ответственных за наблюдаемую люминесценцию, подлежит дальнейшему исследованию.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках проектной части государственного задания (№ 16.2737.2017/4.6).

Литература

1. С. Rödl, Т. Sander, F. Bechstedt et al. // *Physical Review B*, V. 92, 045207 (2015).
2. Д.А. Павлов, А.В. Пирогов, Н.О. Кривулин и др. // *ФТП*, Т. 49 (1), 98 (2015).

Некоторые проблемы оптики хиральных сред

М.А. Новиков¹, А.А. Хышов^{1,*}, В.М. Трухан²

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

² Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, ул. П.Бровки, д. 19, Минск, 220072.

*khysh@ipmras.ru

Проведены эксперименты по исследованию вращения плоскости поляризации и циркулярного дихроизма при отражении света от границы хирального кристалла и исследованию квадрупольного вклада в невзаимное магнитооптическое линейное двупреломление (магнитохиральный эффект). Экспериментальные исследования с хорошей точностью показали, что при нормальном падении света на границу хиральной среды оптическая хиральность не имеет места, а квадрупольный вклад в магнитохиральность отсутствует. Результаты экспериментов показывают, что наиболее адекватным описанием хиральных оптических эффектов является симметричная запись материальных уравнений при сохранении традиционных граничных условий.

Введение

До настоящего времени в хиральной оптике остается не решенной проблема правильного выбора материальных уравнений и соответствующих граничных условий. На практике наиболее часто используются две формы материальных уравнений. В одной из них для описания оптической хиральности используется только уравнение, связывающее электрическую индукцию и электрическое поле, включая его пространственные производные [1]. В другой выделяется как электрический, так и магнитный вклад в эти уравнения [2]. Как было показано в ряде работ [3-4], при описании объемных хиральных оптических эффектов оба подхода дают практически одинаковый результат. Однако, это не так для хиральных оптических эффектов в оптически неоднородных средах, в частности, на границе. Для обеих форм записи материальных уравнений выбор граничных условий оказывается нетривиальным и требует серьезных обоснований [4]. Кроме того, при учете внешнего магнитного поля (этот эффект получил название магнитохиральность), даже при описании эффектов распространения в однородных хиральных средах использование разных материальных уравнений дает разный результат. Так, при описании эффекта магнитохиральности (невзаимного магнитооптического линейного двупреломления), впервые измеренного в работе [5]) первый подход, в отличие от второго предсказывает наличие квадрупольного вклада. До сих пор мало экспериментальных данных, на основе которых можно было бы отдать предпочтение определенной точке зрения, а результаты имею-

щихся экспериментов противоречат друг другу. Так, в работе [6] исследовались поляризационные эффекты при нормальном отражении света от границы кристалла йодата лития, с оптической осью также нормальной к его границе. Этот случай эквивалентен случаю хиральной жидкости. Эксперимент показал, что в такой конфигурации в пределах ошибки эксперимента оптическая хиральность отсутствует, то есть свет при отражении не меняет свою поляризацию. Такой результат соответствовал выводу, исходящему из симметричной формы записи материальных уравнений и традиционной записи граничных условий. В то же время, в работе [7] зарегистрировано вращение плоскости поляризации в аналогичной конфигурации при отражении света от одноосного кристалла киновари ртути в условиях сильного поглощения. Нетривиальность предложенной авторами этой работы интерпретации своего результата заключается в том, что она противоречит теореме взаимности в ее традиционной трактовке, поскольку в этом случае в среде, симметричной во времени, имеет место невзаимный оптический эффект.

Методика эксперимента

Нами был создан чувствительный поляриметр (аналогичный используемому в работе [7]), с помощью которого были проведены эксперименты по измерению вращения плоскости поляризации света и циркулярного дихроизма при отражении от хиральных кристаллов $CdAs_2$ и CdP_2 [8] при нормальном падении на z-срез. На рис.1 приведена схема поляриметра для измерения вращения плоскости

поляризации света. Для измерения эллиптичности вместо ротатора Фарадея использовался электрооптический модулятор. С точностью до погрешности измерения (10^{-7} рад) вращение плоскости поляризации и эллиптичность света обнаружены не были. Из теории, базирующейся на использовании не симметричной формы записи материальных уравнений и традиционной записи граничных условий следует, что эти величины должны быть порядка 10^{-4} рад. Проведенные эксперименты опровергают результаты, полученные в работе [7]. Показано, что в используемой в [7] методике эксперимента к такому же эффекту будет приводить паразитная анизотропия оптических элементов или образца (например, механические напряжения или небольшое отклонение от нормали оптической оси образца).

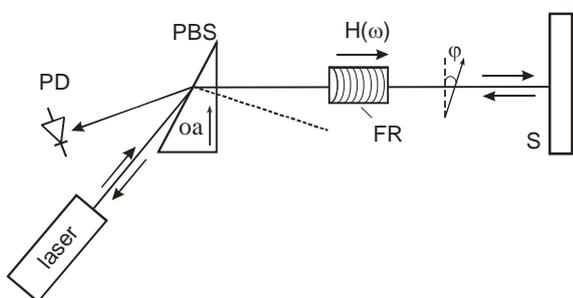


Рис. 1. Схема поляриметра. PBS – поляризаторный делитель (кристалл кальцита, вырезанный в виде клина. Ориентация оптической оси показана на рисунке), FR – Фарадеевский ротатор, S – исследуемый образец, PD – фотодиод

Наши экспериментальные данные позволяют утверждать, что наблюдавшийся в работе [7] поворот плоскости поляризации при отражении не связан с проявлением хиральности. Для исследования магнитохирального эффекта использовалась оригинальная двухпроходная оптическая схема [9] (рис. 2.).

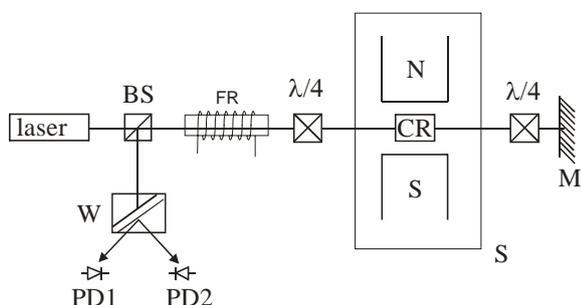


Рис. 2. Двухпроходная оптическая схема. BS – делитель, CR – образец, PD1,2 – фотодиоды, M – зеркало W – призма Волластона, $\lambda/4$ - четвертьволновая пластина, S – экран, FR - калибровочный элемент (Фарадеевский ротатор)

Для повышения чувствительности использовался метод синхронного детектирования в переменном магнитном поле с амплитудой 1 кЭ и частотой 70 Гц. Двухпроходная схема с инверсией поляризации при отражении от зеркала позволяла компенсировать влияние естественного линейного двупреломления и эффекта Фарадея. Чувствительность установки составляла 10^{-7} рад при времени усреднения 1 с. Были проведены измерения невзаимного линейного двупреломления в кристаллах кварца и лангасита в поперечном магнитном поле при распространении света перпендикулярно оптической оси кристаллов. В такой конфигурации эффект в этих кристаллах будет иметь место только при учете квадрупольного вклада. С точностью до погрешности измерения эффект не был обнаружен.

Заключение

Таким образом, проведенные нами эксперименты показывают, что для описания хиральных и магнитохиральных эффектов в оптическом диапазоне наиболее адекватной является симметричная запись материальных уравнений при сохранении традиционных граничных условий.

Литература

1. L.D. Landau, E.M. Lifshits. *Electrodynamics of continuous media*. (Pergamon, New York, 1960)
2. E.U. Condon // *Rev. Mod. Phys.*, V. 9, 432 (1937).
3. R.M. Hornreich, S. Shtrikman // *Phys. Rev.*, V. 171, 1065 (1968).
4. A.P. Vinogradov // *Phys. Usp.*, V. 45, 331 (2002).
5. V.A. Markelov, M.A. Novikov, and A.A. Turkin // *JETP Lett.*, V.25, 378 (1977).
6. A.Yu. Luk'yanov, M.A. Novikov // *JETP Lett.*, V. 51, 673 (1990).
7. A.R. Bungay, Yu.P. Svirko, N.I. Zheludev // *Phys. Rev. Lett.*, V. 70, 3039 (1993)
8. С.Ф. Маренкин, В.М. Трухан. *Фосфиды, арсениды цинка и кадмия*. (Минск, 2010).
9. M.A. Novikov and A.A. Khyshov // *JTP Lett.*, V.24, 130 (1998).

Графен в мощном терагерцовом поле: спонтанная оптическая эмиссия и генерация второй гармоники

И.В. Оладышкин*, Ю.А. Сергеев, С.Б. Бодров, А.И. Коротин, М.Д. Токман,
А.Н. Степанов

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

* oladyshkin@gmail.com

Экспериментально и теоретически исследованы оптические свойства графена, помещённого в поле мощного терагерцового (ТГц) импульса субпикосекундной длительности. Зарегистрирована спонтанная оптическая эмиссия графена под действием ТГц поля во всём видимом диапазоне, определена эффективность конверсии и температура излучения. Экспериментально исследована генерация второй гармоники лазерного излучения в графене при воздействии ТГц поля. Развита теоретическая модель спонтанной эмиссии и генерации второй гармоники, не ограниченные рамками стандартной теории возмущений.

Монослои графена представляют большой интерес с точки зрения задач нелинейной и квантовой оптики. Благодаря протяженной области «безмассовой» дисперсии фермионов (до энергий порядка 1.5 eV) и высокой скорости Ферми (примерно 10^8 см/сек) графен обладает уникально высокими нелинейными восприимчивостями в инфракрасном и терагерцовом диапазонах. Данная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию нелинейной электродинамики графена в интенсивных терагерцовых и оптических полях.

Спонтанная оптическая эмиссия

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Использовалась титан-сапфировая лазерная система Spitfire, генерирующая фемтосекундные импульсы с энергией 1 мДж, центральной длиной волны 795 нм и длительностью 50 фс. Интенсивные ТГц импульсы генерировались с использованием техники наклонного фронта интенсивности. Максимальное электрическое поле терагерцового излучения достигало 300 кВ/см.

В эксперименте было обнаружено, что спонтанное оптическое излучение графена имеет тепловой спектр, а температура излучения практически не зависит от амплитуды ТГц импульса в доступном для исследования диапазоне (200–300 кВ/см). При этом общее число фотонов экспоненциально растёт с ростом ТГц поля (см. рис. 2), что говорит о невозможности описать данный эффект в рамках модели равновесного теплового излучения.

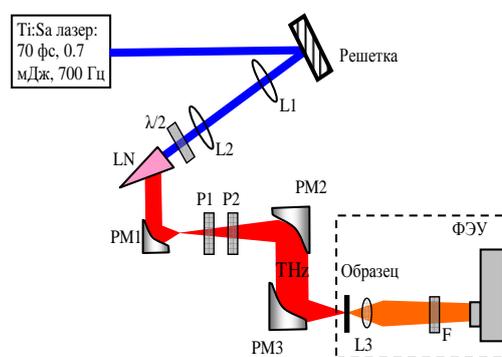


Рис. 1. Экспериментальная установка: L1, L2, L3 - линзы; $\lambda/2$ – полуволновая пластинка; LN - кристалл LiNbO₃, PM1, PM2, PM3 – параболические зеркала; P1, P2 – ТГц поляризаторы; F – оптические фильтры, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель

Для интерпретации наблюдаемого эффекта были теоретически исследованы нерезонансные межзонные переходы в графене под действием интенсивного внешнего поля, аналогичные швингеровскому рождению пар. Было также показано, что при амплитудах электрического поля порядка 100 кВ/см использование стандартной теории возмущений невозможно, поскольку функция распределения носителей в импульсном пространстве существенно деформируется. В частности, в случае сильно допированного графена исходное распределение электронов выносится из окрестности дираковской точки за несколько фемтосекунд, что снимает запрет Паули на межзонные переходы.

Был теоретически описан процесс релаксации носителей после воздействия мощного ТГц импуль-

са, сопровождающийся спонтанной оптической эмиссией; получено количественное согласие с экспериментальными данными.

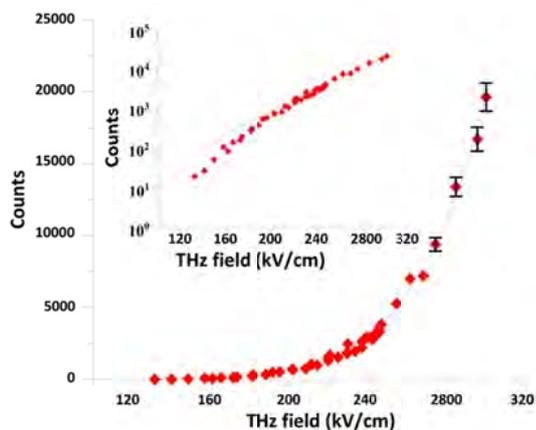


Рис. 2. Число излученных фотонов как функция ТГц поля. Сплошная кривая – теоретическая модель

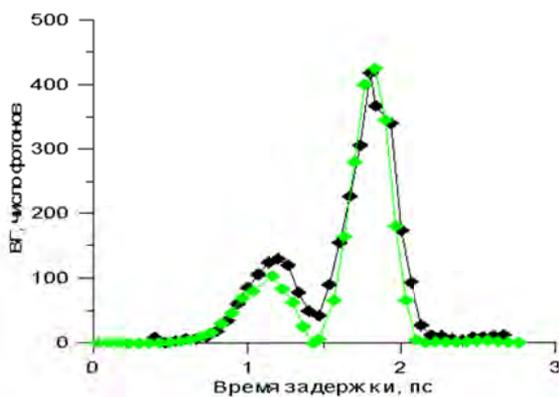


Рис. 3. Зависимость числа фотонов второй гармоники от времени задержки ТГц импульса относительно пика оптического импульса (чёрный) и нормированный временной профиль ТГц поля (зелёный)

Генерация второй гармоники

Также была экспериментально изучена генерация второй оптической гармоники при одновременном воздействии на графен фемтосекундного лазерного импульса и ТГц поля. В данном случае ТГц импульс можно рассматривать как источник нарушения симметрии в среде, приводящий к появлению квадратичной нелинейности по оптическому полю.

Результаты измерений показывают, что амплитуда сигнала на второй гармонике определяется мгновенным значением ТГц поля и квадратично зависит от амплитуды оптической накачки (см. рис. 3). Также наблюдалась сильная зависимость сигнала на второй гармонике от поляризации обоих полей накачки. При этом используемые интенсивности накачки (как оптической, так и терагерцовой) выводят рассмотрение за рамки теории возмущений, как и в предыдущем случае.

Развитая теоретическая модель учитывает влияние сильного ТГц поля на межзонные переходы в оптическом диапазоне и предсказывает несимметричное уширение резонанса. Показано, что при рассматриваемых амплитудах ТГц полей уширение резонансной линии может достигать $0.1-0.2 \text{ фс}^{-1}$, то есть может превосходить уширение за счёт конечной длительности лазерного импульса или электронного рассеяния. Найденное аналитическое выражение для амплитуды сигнала на второй гармонике количественно согласуется с экспериментальными данными.

Литература

1. I.V. Oladyshkin, S.B. Bodrov, Yu.A. Sergeev, A.I. Korytin, M.D Tokman, A.N. Stepanov // *Physical Review B* **96**, 155401 (2017).

Туннельная спектроскопия электронных состояний в гетероструктуре InAs/GaAs с квантовыми точками

М.Л. Орлов^{1,*}, Н.С. Волкова², Л.К. Орлов¹

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

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им Лобачевского, просп. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

*orlov@ipmras.ru

Проведенные расчеты зависимости фототока в гетероструктурах InAs/GaAs с массивами квантовых точек в окрестности резонансных особенностей и сопоставление их с экспериментальными данными, позволило сделать вывод о доминирующей роли туннельной составляющей в наблюдаемом фототоке системы при пониженных температурах измерения. Особенности, проявляющиеся на полевых зависимостях, указывают на участие в туннельном транспорте локальных состояний, локализуемых в барьере в окрестности интерфейса.

Введение

Проблема выращивания и использования на практике массивов квантовых точек на базе разнообразных материалов широко обсуждается в литературе [1-4] в связи с работами по лазерам на квантовых точках. В работе [3] для получения на поверхности GaAs однородного массива квантовых точек InAs применялось предварительное покрытие поверхности GaAs монослоем атомов висмута, выступающего, наряду с адсорбируемым водородом, в качестве сурфактанта, препятствующего, росту крупных дислоцированных кластеров. В квантовых гетерокомпозициях важную роль играют области интерфейсов. Последние занимают объем, сравнимый с объемом самих низкоразмерных включений, оказывая, тем самым, значительное влияние на их свойства. Особенно актуальна эта проблема для напряженных гетерокомпозиций, в которых границы слоев, вследствие формирования полей упругой деформации, являются мощными геттерами точечных дефектов, включая атомы примесей. При наличии локализованных состояний на границе в сильном поле появляется вероятность резонансного туннельного пробоя потенциального барьера, формируемого на границе между слоями. В настоящей работе основное внимание обращено на электрополевое поведение резонансных особенностей, наблюдаемых на спектральных характеристиках изучаемых гетерокомпозиций, и на выявление роли в фототоке туннельной эмиссии неравновесных носителей заряда из квантовых точек InAs в матрицу GaAs через барьер, формируемый на гетерогранице.

Полевые зависимости фототока

Типичные спектры фотоэдс, полученные на барьере Шоттки для структуры с одиночным слоем InAs квантовых точек, представлены на вставке к рис. 1. Измерения проведены при температуре жидкого азота для ряда значений прикладываемого к структуре внешнего электрического поля. Пик фоточувствительности на спектрах структуры при энергии ~ 0.99 эВ связан с оптическими переходами в InAs между дискретными уровнями основного состояния дырки и основного состояния электрона (E_{10}), а при энергии ~ 1.075 эВ – между их возбужденными состояниями (E_{20}). Данные измерения были использованы для определения положения уровней в формируемых в образце квантовых точках InAs высотой около 8 нм и диаметром у основания около 60 нм. Расчет потенциала, с учетом размытия состава в окрестности гетерограниц $\Delta x_1 = \Delta x_2 \approx 2$ нм, при $\psi_0 - V \approx 1$ эВ для ширины барьера на высоте первого уровня размерного квантования в яме дает значение равное $L_1 \approx 25$ нм. Для выбранных значений параметров полученные величины указывают на практически полное отсутствие туннельной составляющей в наблюдаемом фототоке. Структура потенциальной ямы, а соответственно и ширина барьера, отделяющего InAs квантовую точку от GaAs континуума, сильно зависят как от степени размытия гетерограниц, так и от уровня легирования буферного GaAs слоя.

Зависимость от прикладываемого поля амплитуды первой на рис. 1 ($h\nu_1 \approx 0.99$ эВ) резонансной осо-

бенности представлена на рис. 1. Данные фотоэлектрических измерений сопоставлялись с результатами расчетов на базе соотношения:

$$\Delta S_i = a_i F \cdot \text{Exp}\{-b_i/F\}, \quad (\text{ф1})$$

где $a_i = eF/4[2m_e\Delta U_i]^{0.5}$,

$$b_i = -4\Delta U_i[2m_e\Delta U_i]^{0.5}/3e\hbar.$$

Оно описывает вероятность туннелирования в электрическом поле (эффект Франца-Келдыша) электронов из квантовой ямы в континуум сквозь потенциальный барьер треугольной формы [5].

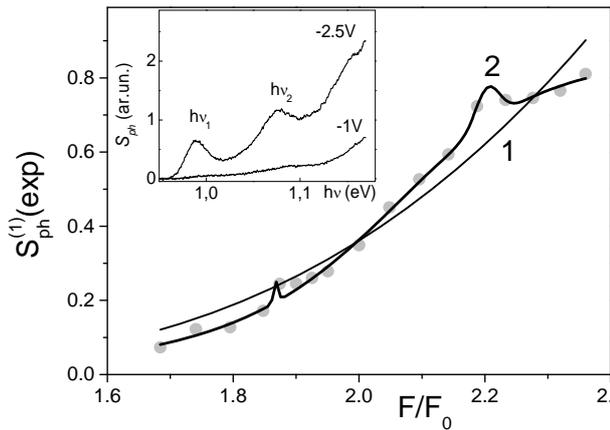


Рис. 1. Зависимость максимума тока в первом резонансе от электрического тока. Символы – экспериментальные данные, линия – теоретическая зависимость, рассчитанная из (1). На вставке показаны спектры фотопроводимости для двух прикладываемых напряжений

Представленные на рис. 1 результаты демонстрируют хорошее согласие характеристик, полученных на основе экспериментальных данных (символы), с теоретическими кривыми (сплошная линия 1) в модели, включающей только туннельные переходы электронов в электрическом поле F сквозь барьер высотой ΔU_c между собственными уровнями квантовой точки и континуумом состояний в буферном GaAs слое. В формуле (1) m_e – масса электронов в GaAs, $a_1 = 0.543$, $b_1 = 2.6$. Представленные на рис. 1 экспериментальная и теоретическая зависимости отчетливо демонстрируют доминирующую роль туннельной составляющей в протекающем по структуре токе. Сопоставление экспериментальных данных с квазиклассическим выражением (1) для туннельной составляющей тока позволяет также уточнить некоторые значения параметров реальной структуры. В частности, из соотношения (1) трудно оценить эффективную высоту барьера:

$$\Delta U_1 = \{3e\hbar F_0 b_1 / 4(2m_e)\}^{2/3} \approx 52 \text{ мэВ}.$$

Полученное относительно низкое, по сравнению с разрывом зон на гетерогранице, значение высоты барьера ΔU_c в присутствии сильного поперечного электрического поля можно объяснить влиянием на структуру потенциала указанных выше факторов. Важнейшими из них являются: размытие состава в окрестности интерфейсов; дополнительное подлегирование нижнего GaAs слоя вследствие геттерирования примеси; присутствие в окрестности интерфейса локальных уровней, прокалывающих потенциальный барьер.

На возможность появления локализованных состояний в барьере указывает и сопоставление теоретической кривой ($S_1(\text{теор})$ – сплошная линия) с экспериментальными точками ($S_1(\text{exp})$ – символы). Зависимость разности $\Delta S_1 = S_1(\text{exp}) - S_1(\text{теор})$ от величины прикладываемого электрического поля (смотрите кривые 1,2 на рис. 1) демонстрирует присутствие резонансной составляющей в туннельном токе. То есть, в системе имеет место, слабо выраженное резонансное туннелирование электронов через барьер с участием уровней дефектов в окрестности интерфейса.

Заключение

Таким образом, проведенные расчеты и сопоставление их с экспериментальными данными, позволило сделать вывод о доминирующей роли туннельной составляющей в наблюдаемом фототоке системы при пониженных температурах измерения. Удалось оценить эффективную высоту барьера на интерфейсе и обнаружить значительное его снижение в сильном поперечном электрическом поле. Показано, что последний эффект, вероятнее всего, связано с участием в туннельном транспорте локальных состояний в окрестности интерфейса.

Литература

1. P.W. Fry, I.E. Itskevich et al. // Phys. Rev. B., **62**, 16784 (2000).
2. E.S. Shatalina, S.A. Blochin et al. // Semiconductors, **44**, 1352 (2010).
3. B.N. Zvonkov, I.A. Karpovich et al. // Semiconductors, **35**, 92 (2001).
4. N.S. Volkova, A.P. Gorshkov et al. // JETP Lett., **100**, 175 (2014).
5. С.М.А. Karpayn, F. Heinrichsdorff et al. // Phys. Rev. B, **60**, 14265 (1999).

Плазмохимическое травление арсенида галлия в индуктивно-связанной плазме хлорпентафторэтана

А.И. Охалкин*, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов, С.А. Краев, Е.В. Скороходов, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афонино Кстовского района Нижегородской области, 603087.

*andy-ohapkin@yandex.ru

Впервые было проведено плазмохимическое травление арсенида галлия в индуктивно-связанной плазме хлорпентафторэтана. Низкая скорость травления (230 нм/мин) обусловлена протеканием конкурирующего процесса пассивации поверхности. Образующиеся покрытия были обогащены кислородом, фтором и хлором. Поверхность плёнок оказалась ультра гладкой (шероховатость 0.3 нм). Выяснилось, что анизотропия травления сохраняется лишь на небольших глубинах (порядка 7 мкм) по причине переосаждения продуктов распада реагента.

Введение

Арсенид галлия – материал, обладающий рядом уникальных свойств (прямая широкая запрещённая зона, высокая подвижность носителей), делающих GaAs-устройства незаменимыми при функционировании на высоких частотах и стойкими к радиационному излучению [1]. В условиях непрерывной мировой конкуренции перед наукой и промышленностью стоит задача совершенствования таких приборов с целью повышения их выходных характеристик, в том числе путём проведения анизотропного травления. Не все методы формирования профиля структур для этого подходят. Жидкостное травление арсенида галлия в виду своей химической природы изотропно и сопровождается сильным боковым подтравом, сравнимым по величине с глубиной травления. Метод реактивного ионного травления [2] характеризуется интенсивной бомбардировкой поверхности быстрыми ионами, что может приводить к образованию дефектов и ухудшению параметров элементов приборных структур. Понизить энергию ионов без потери скорости травления позволяет использование индуктивно-связанного разряда как источника возбуждения плазмы (метод ICPRIE, Inductivity Coupling Plasma Reactive Ion Etching) [3]. Однако при этом необходима защита боковой поверхности образца от горизонтального растравливания, так как ICP-травление имеет изотропный характер. В роли подходящего пассивирующего агента может выступать хлорпентафторэтан (C_2F_5Cl), поскольку при его использовании не происходит

преимущественного образования нелетучего фторида галлия. На сегодняшний день в литературе отсутствуют какие-либо сведения о травлении GaAs с участием C_2F_5Cl . В данной работе осуществлено плазмохимическое травление арсенида галлия в индуктивно-связанной плазме хлорпентафторэтана с учётом пассивации поверхности углеродсодержащими плёнками на основе продуктов распада C_2F_5Cl .

Методика эксперимента

Для проведения процессов плазмохимического травления и осаждения, анализа полученного профиля и свойств пассивирующих плёнок было задействовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур». Плазмохимическое травление выполнено на установке Oxford Plasmalab 80 Plus. Для защиты от перегрева образцы были размещены на сапфировой подложке, а снизу непрерывным потоком подавался газобразный гелий. Осаждение плёнок проводилось при потоках фреона 40 см³/мин, гелия 28 см³/мин; давлении 10 мТорр; мощности ёмкостного (Radio Frequency power, RF_p) и индуктивного (Inductivity Coupling Plasma power, ICP_p) разряда 10 и 290 Вт соответственно. Параметры травления: поток C_2F_5Cl - 60 см³/мин, поток гелия 28 см³/мин, давление- 12 мТорр, RF_p - 75 Вт, ICP_p - 290 Вт.

Толщину, плотность и шероховатость плёнок измеряли методом малоугловой рентгеновской рефлектометрии (рентгеновский дифрактометр Bruker D8 Discover). Химический состав плёнок был опреде-

лён в результате анализа вторично-ионной масс-спектрометрией (ВИМС, масс-спектрометр вторичных ионов TOF.SIMS-5). Профиль травления арсенида галлия исследовали методом электронной спектроскопии (сканирующий электронный микроскоп Supra 50VP).

Результаты и обсуждение

Поверхность осаждённых покрытий оказалась ультра гладкой с шероховатостью порядка 0.3 нм. По элементному составу плёнки были обогащены кислородом, фтором и хлором с незначительным содержанием C_4 и CF_2 (Рис. 1), на что дополнительно указывает значение их плотности (3.4 г/см^3), существенно превышающее плотность фторопласта и графита (не более 2.3 г/см^3) [4]. Кислород, очевидно, попал в плёнки со стенок реактора, где он содержится в адсорбированном виде после очистки камеры кислородной плазмой. В дальнейшем планируется разработать режим пассивации, позволяющий получать покрытия с гораздо меньшим содержанием примесей.

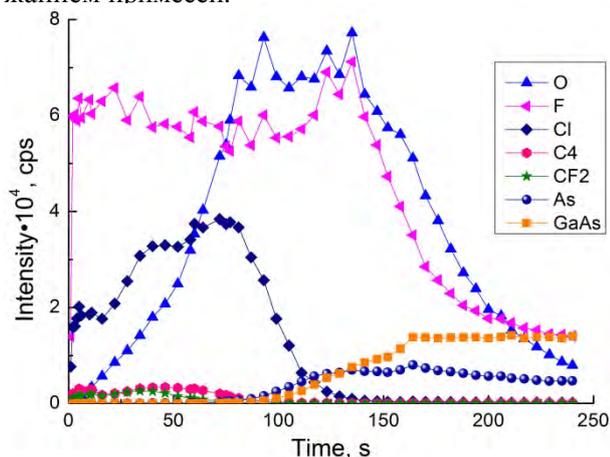


Рис. 1. Профиль распределения элементов (полученный послойным ВИМС- анализом) по глубине плёнки, осаждённой на GaAs в индуктивно-связанной плазме C_2F_5Cl

Скорость травления арсенида галлия в плазме хлорпентафторэтана составила 230 нм/мин. Низкая скорость процесса обусловлена *in situ* осаждением на поверхности GaAs плёнки, полученной в результате диссоциации молекулы C_2F_5Cl . В данном случае, хлорпентафторэтан выступает одновременно в роли пассивирующего агента и мягкого травителя, поскольку его плазменная ионизация может приводить к об-

разованию сразу двух типов частиц - принимающих непосредственное участие в травлении GaAs и в пассивации его поверхности. При этом выяснилось, что анизотропия травления сохраняется лишь на небольших глубинах порядка 7 мкм. При более глубоком травлении (14 мкм) профиль становится неперпендикулярным: формируется «положительный наклон» (угол 103.1°), вероятно из-за очень высокой скорости осаждения (Рисунок 2). На представленном изображении с электронного микроскопа виден слой полимера, осаждённый на боковых стенках.

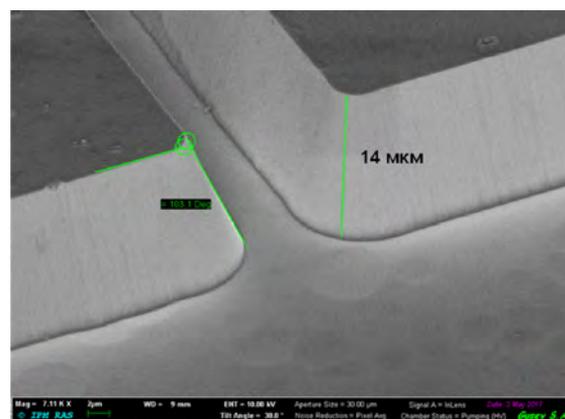


Рис. 2. Профиль травления арсенида галлия в условиях сильной пассивации поверхности (Изображение с электронного микроскопа)

Таким образом, в работе впервые было проведено плазмохимическое травление арсенида галлия в индуктивно-связанной плазме хлорпентафторэтана с учётом пассивации поверхности продуктами распада реагента. Анизотропия травления сохранялась на глубине 7 мкм при скорости процесса 230 нм/мин.

Литература

1. М. Шур Современные приборы на основе арсенида галлия / Пер. с англ. – М.: Мир, 1991. 632 с.
2. A.R. Giehl, M. Gumbel, M. Kessler, N. Herhammer, G. Hoffmann et al. // J. Vac. Sci. Technol. B., 21(6), 2393-2397(2003)
3. K. Chen, Jian-Jun He, Ming-Yu Li and R. LaPierre. // Chinese Phys. Lett., 29(3), 036105 (2012)
4. Р.А. Кипер Свойства веществ: Справочник по химии. – Хабаровск, 2013. 1016 с.

Терагерцовые приборы на основе аперидических GaAs/AlAs свержрешеток с малым числом периодов

Д.Г. Павельев¹, В.А. Козлов^{1,3}, Е.С. Оболенская^{1*}, А.П. Васильев²

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950.

² НТЦ микроэлектроники РАН, ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021.

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, 607680.

*bess009@mail.ru

Впервые теоретически и экспериментально проведено сравнение новых диодов на основе симметричных аперидических GaAs/AlAs свержрешеток (CP) с малым числом (4-10) периодов с диодами, активная область которых состояла из 30-периодной CP, до и после гамма-нейтронного облучения.

Введение

В работе обсуждаются новые полупроводниковые элементы – планарные диоды на сильнолегированных аперидических GaAs/AlAs свержрешетках с малым числом (4-10) периодов. Ранее [1-4] теоретически и экспериментально изучались диоды на основе 6- 18- 30- и 100-периодных регулярных GaAs/AlAs CP, но экспериментально радиационная стойкость таких диодов не исследовалась. В отличие от предыдущих работ, где исследовались традиционные свержрешетки с идентичными GaAs/AlAs слоями, в данной работе исследуются возможности свержрешеток, в которых повторяющиеся GaAs и AlAs макрослои гетероструктуры содержат различное количество монослоев указанных материалов.

Объект исследования

Для исследований методом молекулярно-лучевой эпитаксии была изготовлена полупроводниковая 30-периодная свержрешетка GaAs/AlAs. С помощью фотолитографии, химического травления и электросаждения металлов были изготовлены диоды с площадью активной области 1 мкм^2 (рис. 1).

Моделирование

Ранее исследовался транспорт в диодах на основе 30-периодных GaAs/AlAs CP по упрощенной схеме [4], не учитывающей специальных переходных областей, примыкающих к активной области диода [1]. Поэтому моделирование транспорта электронов проводилось заново с использованием подхода [5].

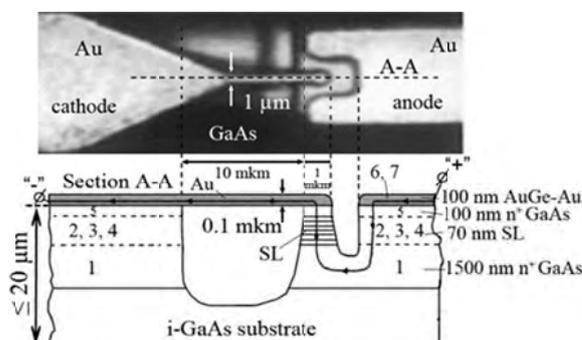


Рис. 1. Конструкция исследуемой структуры. Меткой «SL» и штриховкой отмечена рабочая область диода со свержрешеткой, в которой протекает большая плотность тока. Эта область определяет электрические параметры диода. Места гетероструктуры с малой плотностью тока не играют принципиальной роли в работе диода. Стрелкой показано прохождение электронов в диоде: по металлическому контакту катода, через рабочую область, и далее в контакт анода

Теоретически был рассчитан уровень радиационной стойкости диодов на основе аперидических и 30-периодных GaAs/AlAs CP (рис. 2). Методом Монте-Карло [6] получено, что при попадании в ядро атома гетероструктуры одного быстрого нейтрона (1 МэВ), такими атомами отдачи формируется кластер радиационных дефектов ($\sim 10^3$ точечных дефектов) в активной области диода, а ток при этом снижается примерно на 0.5 %.

Оба исследуемых вида диодов имеют одинаковую площадь и уровень легирования CP кремнием ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Диоды на основе аперидических CP спроектированы так, чтобы баллистическое движение электронов в активной области было опти-

мальным, для излучения рабочих предельных частот до 10 ТГц. Моделирование показало, что в диодах на основе 30-периодных СР радиационное воздействие сильно влияет на ту область пролетной активной части диода, где движется «блоховский» домен. Соответственно, диоды на основе 30-периодных СР менее радиационно-стойкие, чем диоды на основе аперидических СР, что и подтвердилось расчетами (рис. 2).

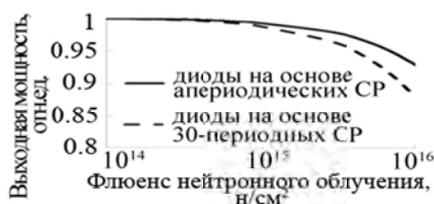


Рис. 2. Выходная мощность в зависимости от флюенса нейтронного облучения для исследуемых диодов

Эксперимент

Были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов на основе 30-ти периодной СР до и после гамма-нейтронного и гамма облучения. На рис. 3 представлена общая схема изменений ВАХ и отмечены характерные параметры до и после радиационного воздействия. В отрицательную сторону напряжений ВАХ симметрична приведенной на рисунке. Типичные изменения параметров из-за радиационного воздействия представлены в табл. 1.

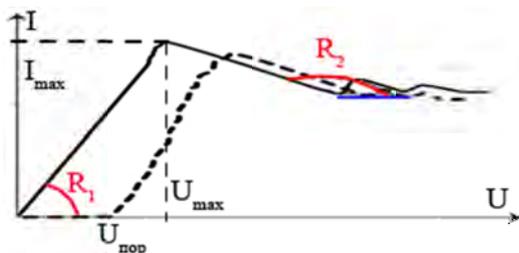


Рис. 3. Схема вольт-амперной характеристики исследуемых 6-периодных диодов на основе сверхрешетки до (сплошная) и после (пунктир) облучения нейтронами и сопутствующими гамма-квантами: I_{max}, U_{max} — ток и напряжение соответствующие максимуму; U_{пор} — пороговое напряжение при котором появляется заметный ток (после радиационного воздействия); R₁ — дифференциальное сопротивление начального участка вольт-амперной характеристики; R₂ — сопротивление участка отрицательной дифференциальной проводимости вольт-амперной характеристики

В целом существенного изменения высокочастотных параметров диодов не происходит. Сравнивая экспериментальные данные с расчетом можно заключить, что уменьшение тока диода значительнее, чем предполагалось теоретически, так как возникает пороговое напряжение «отпираания» диода, связанное с изменением свойств его контактов. Предварительное исследование влияния нелинейности такого вида на эффективность умножения сигналов высокой кратности показало, что может быть получено улучшение, связанное с повышением мощности 9, 11 и более высоких гармоник сигнала.

Таблица 1. Изменение параметров диодов после облучения нейтронами и гамма-квантами (<W> = 1 МэВ).

	Флюенс нейтронов, н/см ²			Доза гамма квантов, рад		
	2·10 ¹²	10 ¹³	10 ¹⁴	10 ⁵	10 ⁶	10 ⁷
I _{max} , %	-15	-14	-13	-18	-13	-6
U _{max} , %	45	27	32	3	5	19
R ₁ , %	34	20	4	-14	-32	-15
R ₂ , %	-37	-24	-5	-	-21	-
U _{пор} , В	0.39	0.71	0.77	0.6	0.5	0.25

Выводы

Результаты расчетов и экспериментов показали, что использование аперидической СР в диодах предпочтительнее, так как за счет эффективного использования баллистического движения электронов позволяет повысить радиационную стойкость и увеличить предельную частоту работы приборов.

Литература

1. Д.Г. Павельев, А.П. Васильев, В.А. Козлов и др. // ФТП, вып. 51, №11, 1439 (2017).
2. Д.Г. Павельев, А.П. Васильев, В.А. Козлов и др. // ФТП, вып. 50, №11, 1548 (2016).
3. Д.Г. Павельев, А.П. Васильев, В.А. Козлов и др. // Журнал Радиоэлектроники, №1, 1 (2016).
4. Д.Г. Павельев, Н.В. Демарина, Ю.И. Кошуринов и др. // ФТП, вып.38, №9, 1141 (2004).
5. D.G. Pavelyev, V.A. Kozlov, E.S. Obolenskaya et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, Vol. 8 (2), 2156-342X (2018).
6. А.С. Пузанов, В.А. Козлов, Е.С. Оболенская и др. // ФТП, вып.11, №51, 1489 (2017).

Неустойчивости плазмонов в асимметричных транзисторных структурах на основе двумерных электронных систем

А.С. Петров¹, Д.А. Свинцов^{1,*}, М.С. Шур²

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. д. 9, Долгопрудный 141700.

² Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York 12180, USA.

*svintcov.da@mipt.ru

Проанализирована устойчивость гидродинамического потока двумерных электронов в полевом транзисторе с произвольным расположением электродов и распределением концентрации носителей в канале. Показано, что плазмонные моды произвольной асимметричной транзисторной структуры являются неустойчивыми и самопроизвольно нарастают при наличии сколь угодно малого постоянного тока в отсутствие диссипации (вязкости и столкновений электронов с примесями и фононами). Развита теория возмущений для уравнений гидродинамики двумерной заряженной жидкости и получено пертурбативное выражение для поправки к собственной частоте плазмонов, вызванной дрейфом носителей заряда, вязкостью, и рассеянием электронов.

Введение

Создание высококачественных гетероструктур с двумерным электронным газом позволило наблюдать гидродинамические эффекты в транспорте электронов: нелокальное отрицательное сопротивление, вызванное вязким трением [1]; существенные отклонения от закона Видемана-Франца [2]; а также «сверхбаллистическую» проводимость точечных контактов [3]. В гидродинамическом режиме при достаточно больших числах Рейнольдса стационарный поток электронов может становиться неустойчивым относительно самовозбуждения плазменных колебаний. Одной из наиболее известных гидродинамических неустойчивостей электронной жидкости в двумерных системах является неустойчивость Дьяконова-Шура (ДШ) [4], связанная с усиленным отражением плазменных колебаний от стокового контакта транзистора.

Для развития неустойчивости ДШ в оригинальной работе [4] требовалось условие постоянства тока на контакте стока, которое впоследствии было заменено на более мягкое условие [5] $Z_D > Z_S$, где Z_D и Z_S - импедансы нагрузок на истоке и стоке транзистора. Несмотря на невыполнение этих условий в реальных транзисторных структурах, неустойчивость ДШ наблюдалась в структурах на основе арсенида галлия [6] и нитрида галлия [7]. Неустойчивость выражалась в срыве вольтамперной характеристики и появлении сопутствующей терагерцовой эмиссии из транзисторов. Было также экспериментально отмечено [7], что транзисторы с асимметричным расположением затвора легче пе-

реходят в неустойчивый режим и генерируют излучение более высокой мощности.

В данной работе мы показываем, что неустойчивость типа Дьяконова-Шура развивается в произвольных асимметричных транзисторных структурах, и не связана с выполнением определенных граничных условий на контактах. Для данной цели мы получаем аналитическое выражение для инкремента неустойчивости через распределение поля в плазмонных модах и анализируем его симметричные свойства. Данное выражение позволяет выделить класс транзисторных структур с максимальным инкрементом неустойчивости.

Результаты

Метод вывода выражения для инкремента гидродинамических неустойчивостей в ограниченных транзисторных структурах основан на следующих наблюдениях. Во-первых, инкремент неустойчивости ДШ и родственных неустойчивостей линеен по скорости дрейфа носителей. Во-вторых, слагаемые, связанные с дрейфом носителей, могут быть изолированы в уравнениях гидродинамики от остальных слагаемых. В-третьих, в идеальной электронной жидкости (без вязкости и столкновительного затухания), неустойчивость ДШ развивается при малой скорости дрейфа носителей, и распределение поля в плазмонной моде остается почти таким же, как в отсутствие дрейфа. Эти факты позволяют применить методы квантово-механической теории возмущений к расчету поправок к собственной частоте плазмонов, вызванных дрейфом носителей.

Эти поправки оказываются чисто мнимыми, и для структур с фиксированной концентрацией носителей на контактах имеют вид

$$\delta\Omega = \frac{i}{\Pi} \left\{ \frac{j_0}{e} [K(L) - K(0)] - Q_{loss} \right\}, \quad (1.1)$$

где $K(x) = mu^2(x)/x$ - локальная кинетическая энергия колебаний, j_0 - постоянный ток, пропускаемый через структуру, Π - потенциальная энергия взаимодействия зарядов в плазменной моде, Q_{loss} - мощность потерь энергии, связанная с вязкостью и рассеянием электронов на примесях и фононах. Следует отметить, что энергии K , Π , а также мощность потерь Q_{loss} определены с точностью до произвольной постоянной, т.к. выражаются через распределение поля в плазменной моде. Эта постоянная, однако, сокращается в выражении для инкремента неустойчивости.

Из выражения (1.1) видно, что причиной плазменной неустойчивости является превышение кинетической энергии, «втекающей» в плазмонную моду, над «вытекающей» энергией. Ясно, что если транзисторная структура обладает симметрией, то ее моды являются четными или нечетными. Как следствие, локальные кинетические энергии колебаний зарядов на контактах равны, $K(L) = K(0)$, и инкремент неустойчивости обращается в нуль.

Структура с постоянным током на стоке, предложенная в оригинальной работе ДШ, как мы видим, является лишь частным случаем асимметричной структуры, в которой возможно развитие неустойчивости. Прямой расчет по формуле (1.1) в этом случае воспроизводит известный результат $\delta\Omega = iu_0 / L$, где u_0 - скорость дрейфа носителей.

Полученное выражение (1.1) явно указывает, что для достижения большого инкремента неустойчивости нужны транзисторные структуры с сильно асимметричными плазмонными модами. Это могут быть, например, транзисторы с контактами стока и истока различной толщины, а также транзисторы с асимметрично расположенным затвором.

Для использованных в эксперименте структур с асимметричным затвором нами были рассчитаны инкременты плазменной неустойчивости по формуле (1.1) при разных значениях электронной плотности в гейтированной и открытой областях.

Видно, что наибольший инкремент достигается при протекании потока электронов из обогащенной в обедненную область. При этом увеличение «концентрации» электронной плотности приводит к росту инкремента.

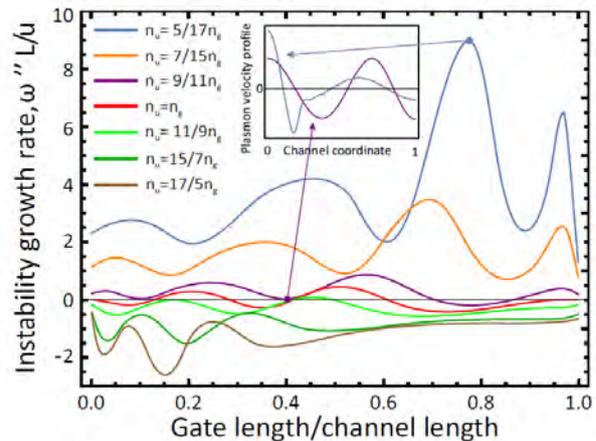


Рис. 1. Рассчитанные инкременты плазменной неустойчивости в полевом транзисторе с двумерным электронным газом, частично покрытым затвором, в зависимости от отношения длины затвора к длине канала. Линии соответствуют различным отношениям концентрации носителей в гейтированной и открытой области, n_g и n_d . На вставке показано распределение скоростей дрейфа в плазменных модах с большим (асимметричная мода) и нулевым (нечетная мода) инкрементом

Эта зависимость находится в качественном согласии с экспериментом [7], где пороговое напряжение для неустойчивости уменьшалось при обеднении подзатворной области.

Развитая нами теория возмущений для гидродинамических плазмонов и полученное общее выражение для инкремента неустойчивости может найти применение при разработке терагерцовых источников на основе плазменных неустойчивостей.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 16-29-03402 и 16-37-60110.

Литература

1. D.A. Bandurin et al. // Science 351 1055 (2016).
2. J. Crossno et al. // Science 351 1058 (2016).
3. R.K. Kumar et al. // Nature Physics 13 1182 (2017).
4. M. Dyakonov, M. Shur // Phys. Rev. Lett. 71 2465 (1993).
5. M.V. Cheremisin, G.G. Samsonidze // Semiconductors 33 578 (1999).
6. W. Knap et al. // Appl. Phys. Lett. 84 2331 (2004).
7. A. El Fatimy et al. // J. Appl. Phys. 107 024504 (2010).

Определение состава твердых растворов GaInAs и GaInP из данных спектроскопии комбинационного рассеяния света

С.М. Планкина^{1*}, А.В. Боряков³, О.В. Вихрова², Б.Н. Звонков², С.Ю. Зубков¹, Р.Н. Крюков¹, А.В. Нежданов¹, И.Ю. Пашенькин¹

¹ Национальный исследовательский Нижегородский университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

³ Научно-исследовательский институт химии ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/5, Нижний Новгород, 603950

*plankina@phys.unn.ru

Фотодиодная структура GaAs/GaInP/GaInAs с метаморфным буферным слоем GaInP исследована в режиме латерального сканирования поперечных сколов методом конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). Разработана методика определения состава твердых растворов по частотным положениям пиков КРС с учетом механических напряжений на гетерограницах. С использованием результатов рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии произведена оценка величины степени релаксации механических напряжений буферного слоя GaInP, возникающих на границе с подложкой.

Гетероэпитаксиальные композиции полупроводниковых материалов широко используются при создании оптоэлектронных приборов. Рассогласование параметров решеток сопрягаемых материалов приводит к накоплению механических напряжений в растущем слое. Релаксация последних через дислокации несоответствия, прорастающие в активную область структуры, резко ухудшает параметры прибора. Поэтому при отработке технологии очень важно уметь точно определять состав твердых растворов и механические напряжения на гетерограницах. Конфокальная спектроскопия комбинационного рассеяния (микро-КРС) в режиме латерального сканирования поперечных сколов очень подходит для таких задач из-за информативности и отсутствия необходимости специальной подготовки образцов. Целью данной работы была разработка методики определения по данным микро-КРС состава слоев твердых растворов, граничащих друг с другом, с учетом степени релаксации механических напряжений в метаморфном буферном слое на границе с подложкой.

Методика эксперимента

Исследованная фотодиодная структура GaAs/GaInP/GaInAs выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при 650°C на подложке n-GaAs (100). Исследования спектров комбинационного рассеяния от поперечного скола (плоскости (110)) гетероструктуры проводились на установке NTEGRA SPECTRA производства NT-MDT при комнатной температуре с использованием лазера с длиной волны 473 нм. Излучение фокусировалось 100× объективом с апертурой NA = 0.95 в пятно диаметром ~1 мкм, мощность пучка составляла ~0.5 мВт, ширина пучка

на половине распределения интенсивности, определяющая пространственное разрешение метода, составляет около 300 нм [1]. Латеральное сканирование проводилось с шагом 40 нм вдоль направления роста структуры (<001>).

Частотное положение фононных мод твердых растворов зависит как от состава, так и от механических напряжений, возникающих на гетерограницах. Влияние обоих факторов делает невозможным однозначное определение состава по частотным положениям пиков КРС. Нужно ввести еще одно независимое уравнение, связывающее положения фононных мод с составом твердого раствора, механическими напряжениями и степенью их релаксации. Для расчета состава граничащих твердых растворов GaInP/GaInAs решается система уравнений [2]:

$$\begin{cases} \omega_{TO-GaInP}(x, y) = \omega_0(x) + \frac{1}{2\omega_0(x)} [p_{GaInP}(x) \cdot (S_{11GaInP}(x) + S_{12GaInP}(x)) + \\ q_{GaInP}(x) \cdot (S_{11GaInP}(x) + 3S_{12GaInP}(x))] (\sigma_{GaInP}(x, y) + (1-r)\sigma_{GaInP}^*(x, y)) \\ \omega_{TO-GaInAs}(x, y) = \omega_0(y) + \frac{1}{2\omega_0(y)} [p_{GaInAs}(y) \cdot (S_{11GaInAs}(y) + S_{12GaInAs}(y)) + \\ q_{GaInAs}(y) \cdot (S_{11GaInAs}(y) + 3S_{12GaInAs}(y))] \sigma_{GaInAs}(x, y) \end{cases}$$

Здесь

$$\sigma_{GaInP}(x, y) = \frac{E_{GaInP}(x) \cdot f_{GaInP}(x, y)}{1 - \nu_{GaInP}(x)}, \sigma_{GaInAs}(x, y) = \frac{E_{GaInAs}(x) \cdot f_{GaInAs}(x, y)}{1 - \nu_{GaInAs}(x)}$$

– механические напряжения, возникающие на гетерогранице,

$$f_{GaInP}(x, y) = -f_{GaInAs}(x, y) = -2 \frac{a_{GaInP}(x) - a_{GaInAs}(y)}{a_{GaInP}(x) + a_{GaInAs}(y)}$$

– рассогласование параметров решеток сопрягаемых материалов, $\sigma_{GaInP}^*(x, y)$ – механические напряжения, возникающие в метаморфном буфере на границе GaInP/GaAs, r – средний коэффициент их релаксации в области сбора сигнала КРС. За x и y обозначено содержание Ga в твердых растворах GaInP и GaInAs соответственно, $\omega_0(x)$ и $\omega_0(y)$ – зависимости ча-

стотных положений фононных мод от составов без учета механических напряжений, p и q – деформационные потенциалы, S – константы упругой податливости, E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона, a – параметр решетки. Численно решая систему с использованием экспериментальных значений частот фононных мод, определили составы граничащих твердых растворов.

Состав твердых растворов покровного и метаморфного слоев определялся методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) на установке Omicron Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовалось Al K α -излучение. Диаметр области сбора энергоанализатора составлял 3 мм. Для удаления адсорбированного слоя применялась ионная очистка (Ar⁺ с энергией 1 кэВ). ФЭ-спектры были записаны от твердого раствора GaInAs. Далее слой GaInAs был стравлен химически с использованием селективного травителя (фосфорной перекиси). Толщину слоя перед травлением определяли из данных КРС и по SED-изображению, полученному на растворяющем электронном микроскопе JEOL JSM-IT300LV. После стравливания слоя GaInAs записывали ФЭ-спектр от твердого раствора GaInP.

Результаты и обсуждение

Для проведения численных расчетов были использованы GaAs-подобная ТО-мода твердого раствора GaInAs и InP-подобная ТО-мода твердого раствора GaInP (рис. 1).

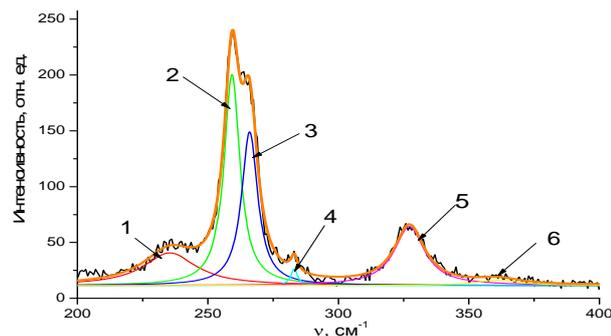


Рис. 1. Аппроксимированный функцией Лоренца спектр КРС структуры, полученный вблизи гетерограницы твердых растворов GaInAs и GaInP. 1 – InAs-подобная ТО-мода GaInAs; 2 – DATO-мода GaInAs; 3 – GaAs-подобная ТО-мода GaInAs; 4 – GaAs-подобная LO-мода GaInAs; 5 – InP-подобная ТО-мода GaInP; 6 – GaP-подобная ТО-мода GaInP

Координаты гетерограниц и толщины слоев, полученные из распределений интегральной интенсивности пиков КРС (рис. 2) по методике, описанной в [3], хорошо согласуются с толщинами, полученными по SED-изображению поперечного скола структуры.

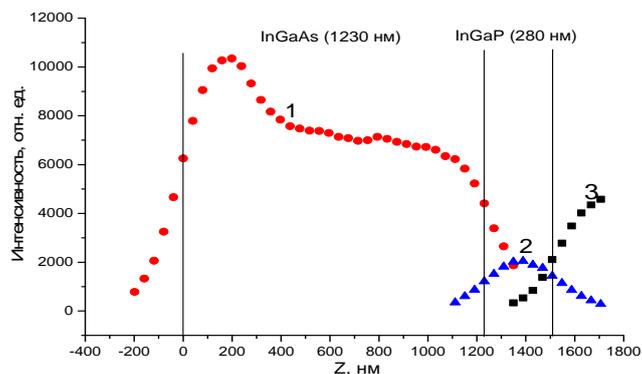


Рис. 2. Распределения интенсивности основных фононных мод в спектрах КРС при сканировании структуры в направлении роста: 1 – GaAs-подобная ТО-моды GaInAs; 2 – InP-подобная ТО-моды GaInP; 3 – ТО-моды GaAs (подложка)

По спектрам РФЭС из соотношений площадей пиков 4*d*-линии индия и 3*d*-линии галлия с использованием факторов относительной чувствительности было рассчитано содержание галлия в твердых растворах: $x(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P})=0.49\pm 0.02$; $y(\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{As})=0.88\pm 0.02$.

Расчет составов по данным микро-КРС дает удовлетворительное согласование с результатами РФЭС при значении степени релаксации напряжений $r=0.3$: $x(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P})=0.42$; $y(\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{As})=0.90$. Содержание галлия в твердом растворе GaInP, полученное по спектрам РФЭС может быть завышено из-за неполного стравливания покровного слоя.

Таким образом, комплексное исследование структуры позволило оценить толщины эпитаксиальных слоев, состав твердых растворов и величину средней степени релаксации механических напряжений метаморфного буферного слоя GaInP на границе с подложкой GaAs.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания Минобрнауки России (№8.1751.2017/ПЧ) и при поддержке РФФИ (17-37-80008 мол_эв_а).

Литература

1. S.M. Plankina, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, B.N. Zvonkov et al. // Semiconductors, 50 (11), 1539 (2016).
2. P. Wickboldt, E. Anastassakis, R. Sauer, M. Cardona // Physical Review B, 35, 1362 (1987).
3. A.V. Kudrin, S.M. Plankina, O.V. Vikhrova, A.V. Nezhdanov et al. // Micron, 93, 38 (2017).

Электрически перестраиваемый усилитель терагерцового излучения на основе периодической плазмонной графеновой структуры с инжекцией носителей заряда

О.В. Полищук^{1,*}, Д.В. Фатеев¹, В.В. Попов^{1,2§}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

* polischuk.sfire@mail.ru, §popov_slava@yahoo.co.uk

Теоретически исследована зависимость терагерцовой резонансной частоты плазмона в точке генерации от величины квази-энергии Ферми на участке графена с инверсной населенностью носителей заряда и от энергии Ферми в подзатворных p - и n - областях в периодической p - i - n структуре на основе графена с инжекционной накачкой. Таким образом показана возможность создания электрически частотно перестраиваемых наноразмерных плазмонных усилителей и генераторов в широком терагерцовом частотном диапазоне при комнатной температуре.

Введение

В последнее время особое внимание уделяется плазменным колебаниям носителей заряда в графене, возбуждаемым в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне. Экспериментальные доказательства существования плазмонов в графене приведены в работах [1, 2]. Когда межзонные электрон-дырочные радиационные переходы преобладают над внутризонными Друде потерями в инвертированном графене, действительная часть проводимости графена становится отрицательной, что может приводить к эмиссии ТГц излучения из графена [3, 4].

Теоретически предсказанное усиление плазмонов в оптически накачанном графене [3] экспериментально доказано путем наблюдения стимулированной эмиссии ТГц фотона с возбуждением плазмонов в графене [5]. Возникновение отрицательной высокочастотной дифференциальной проводимости графена в ТГц частотном диапазоне за счет оптической [3], инжекционной [6] и диффузионной [7] накачки было исследовано в целях создания ТГц графенового лазера. Вследствие малой групповой скорости плазмонов и сильной локализации плазмонного поля вблизи графенового слоя, плазмонное усиление в графене с инвертированным распределением носителей заряда может на много порядков величины превосходить фотонное усиление.

В данной работе теоретически показана возможность создания электрическим образом частотно перестраиваемых наноразмерных плазмонных усилителей и генераторов в ТГц частотном диапазоне на основе графена с инжекционной накачкой.

Теоретическая модель

В рассматриваемой периодической p - i - n структуре (один период показан на рис. 1) инжекционная накачка электронов из n -области и дырок из p -области позволяет создать инвертированное распределение носителей заряда в графене в межзатворной i -области [8].

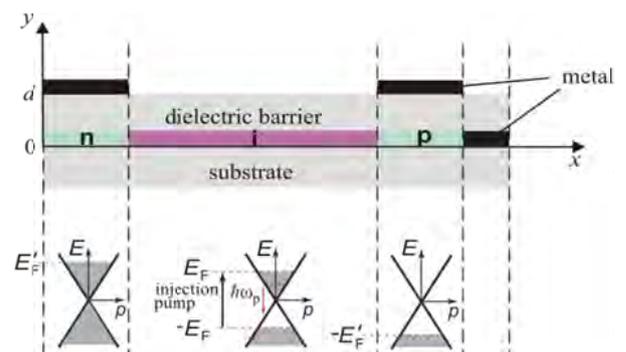


Рис. 1. Схематическое изображение одного периода исследуемой структуры. Внешняя ТГц волна падает сверху в направлении нормали к плоскости структуры с поляризацией электрического поля поперек полосок металлической решетки. Ниже приведена зонная структура электрически допированного (p - и n - области) и инжекционно накачанного (i -область) графена

Усиление ТГц волны связано со стимулированной межзонной излучательной рекомбинацией электронно-дырочных пар в i -области графена. Усиление на частоте плазмонного резонанса резко возрастает, при соответствующем резком уменьшении ширины линии усиления для определенных значений квази-энергии Ферми E_F в i -области и энергии Ферми E_F' в подзатворных p - и n - областях, что соответствует режиму самовозбуждения коллективных плазмонных мод в i -области графена и, в результате, ТГц генерации из структуры. Генерация наступает, когда суммарные потери (за счет рассеяния носителей заряда в графене и потерь на излучение) уравниваются плазмонным усилением [9], что обеспечивает высокую когерентность коллективной плазмонной моды. Величина E_F' определяется величиной разнополярного потенциала, прикладываемого к соседним полоскам металлической решетки, тогда как E_F определяется величиной тянущего напряжения, приложенного к неоднородному графену. Квази-энергия Ферми в широкой i -области графена определяется падением инжекционного напряжения на длине этой области $E_F = U_{in} / 2$.

Задача о падении ТГц волны на данную структуру решалась с использованием самосогласованного электродинамического подхода [9]. Отклик графена со смещенным уровнем Ферми в подзатворных p - и n - областях описывается комплексной динамической поверхностной проводимостью [10], а в i -области – комплексной динамической поверхностной проводимостью накачанного графена [3].

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлена численно рассчитанная зависимость ТГц резонансной частоты плазмона в точке генерации от величины квази-энергии Ферми E_F на участке графена с инверсной населенностью носителей заряда (в i -области) и от энергии Ферми E_F' в подзатворных p - и n - областях (см. рис. 1). Расчеты выполнены для реалистичных параметров p - i - n структуры с периодом 1.6 мкм и толщиной подзатворного диэлектрика 80 нм при комнатной температуре ($\gamma = 10^{12} \text{ c}^{-1}$). Частота генерации может перестраиваться непрерывно в широком диапазоне ТГц частот изменением разнополярного потенциала, прикладываемого к соседним полоскам металлической решетки и тянущего напряжения, приложенного к неоднородному графену.

Полученные результаты показывают возможность создания компактных, электрически перестраиваемых наноразмерных плазмонных усилителей и генераторов в широком ТГц частотном диапазоне на основе графена с инжекционной накачкой при комнатной температуре.

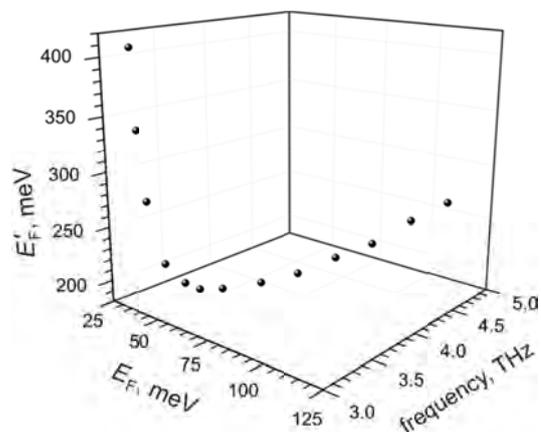


Рис. 2. Резонансная частота плазмона в точке самовозбуждения как функция величины квази-энергии Ферми E_F в активной i -области графена и энергии Ферми E_F' в подзатворных p - и n -областях исследуемой p - i - n структуры

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00814.

Литература

1. J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González et al. // Nature, V. 487, 77 (2012).
2. Z. Fei, A.S. Rodin, G. O. Andreev et al. // Nature, V. 487, 82 (2012).
3. A.A. Dubinov, V.Y. Aleshkin, V. Mitin et al. // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).
4. V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin et al. // Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 V. 50, 094001 (2011).
5. T. Watanabe, T. Fukushima, Y. Yabe et al. // New J. Phys. V. 15, 075003 (2013).
6. V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin, T. Otsuji // J. Appl. Phys., V. 110, 094503 (2011).
7. A.R. Davoyan, M.Yu. Morozov, V.V. Popov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 103, 251102 (2013).
8. V. Ryzhii, I. Semenikhin, M. Ryzhii et al. // J. Appl. Phys., V.113, 244505 (2013).
9. O.V. Polischuk, D.V. Fateev, T. Otsuji et al. // Appl. Phys. Lett., V.111, 081110-1 (2017).
10. L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov // Eur. Phys. J. B, V. 56, 281 (2007).

Поляроны и магнитополяроны в GaAs квантовых ямах резонансно-туннельных диодов

В.Г. Попов^{1,2*}, В.Г. Криштоп^{1,2}, L. Eaves³, M. Henini³, J.-C. Portal^{4, 5, 6}

1 Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 143432.

2 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН, пл. Введенского 1, Фрязино 141190.

3 School of Physics and Astronomy of Nottingham University, Nottingham NG7 2RD, UK.

4 Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, BP 166, F-38042, Grenoble Cedex 9, France.

5 INSA, 135 Avenue de Ranguel, F-31077, Toulouse Cedex 4, France.

6 Institut Universitaire de France, 103 Bd. St. Michel, F-75005, Paris, France.

* popov@iptm.ru

В работе обсуждаются результаты экспериментального обнаружения фоновых реплик на вольт-амперных характеристиках резонансно-туннельных диодов, созданных на основе гетероструктур типа GaAs/AlGaAs и их преобразование в квантующем магнитном поле. Рассмотрено несколько моделей, описывающих формирование фоновых реплик в частности туннелирование с испусканием оптических фононов, резонансное туннелирование в поляронные и магнитополяронные состояния. Наиболее удачно эксперимент описывается поляронной моделью.

Поляроны в квантовых ямах (КЯ) исследуют уже более 20 лет и основным методом исследования является магнито-фононный резонанс, наблюдаемый при совпадении целого числа циклотронных энергий с энергиями оптических фононов. В нулевом магнитном поле поляронные состояния (ПС), впервые, были обнаружены в туннельных спектрах резонансно-туннельных диодов (РТД) лишь недавно [1]. Для объяснения экспериментальных данных была выдвинута модель резонансного туннелирования в поляронные подзоны (РТПП). Наряду с наблюдением фоновых реплик ранее также наблюдалась периодические по напряжению особенности в туннельных спектрах [2] в качестве объяснения этих особенностей предлагалось рассмотреть участие в туннелировании межподзонных возбуждений поляронов.

В квантующем магнитном поле спектр носителей в КЯ существенно изменяется, возникают уровни Ландау (УЛ), что также существенно влияет на спектр поляронных состояний. Возникают магнитополяроны, энергия которых отличается от энергий УЛ на целое число энергий продольных оптических фононов. Интересно отметить, что особенности упругого туннелирования в такие магнитополяронные состояния находятся при тех же напряжениях, что и особенности, связанные с туннелированием с испусканием фононов, и различие проявляется лишь в полях, где происходит совпа-

дение по энергии особенностей от разных УЛ и разных оптических фононов. При этом наблюдается антикроссинг магнитополяронных особенностей, в то время как особенности неупругих процессов должны пересекаться без затруднений [3].

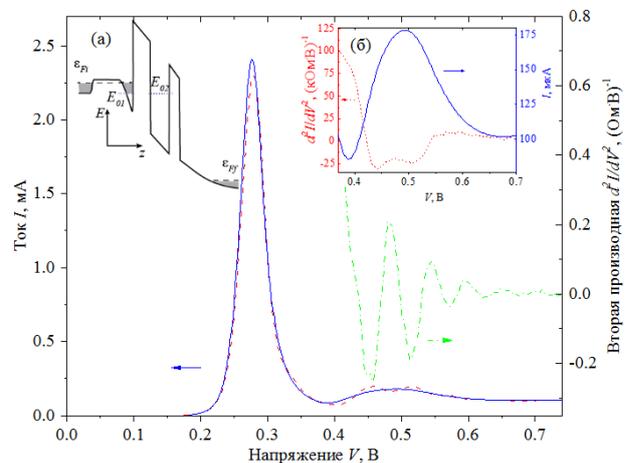


Рис. 1. Туннельные спектры диодов. Вольт-амперные характеристики диодов в нулевом магнитном поле $B = 0$ (непрерывная линия) и при $B = 7,5$ Тл (штриховая линия). Зависимость второй производной тока от напряжения при $B = 7,5$ Тл показана штрих-пунктирной линией. (а) Схематическая диаграмма профиля дна зоны проводимости с квантовыми уровнями в КЯ. (б) Фононная реплика на вольт-амперной характеристике (непрерывная линия) и на второй производной тока (штриховая линия)

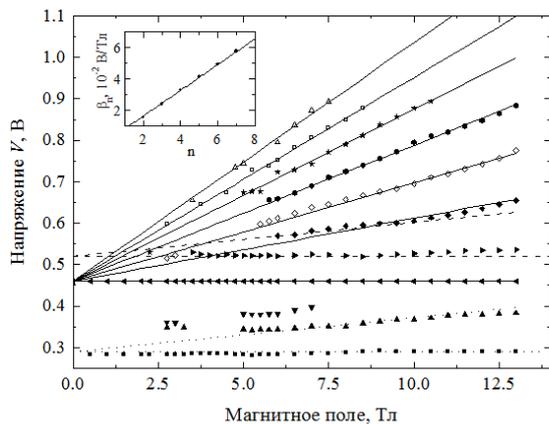


Рис. 2. Верная диаграмма дополнительных особенностей в туннельных спектрах. Символами обозначены экспериментальные значения положений по напряжению дополнительных особенностей. Непрерывные линии показывают расчетные значения, полученные в результате наилучшей подгонки к экспериментальным значениям веера, исходящего из первой фоновой реплики. На вставке зависимость коэффициентов наклона сплошных линий от ожидаемой разницы индексов УЛ

В данной работе представлен анализ экспериментальных данных исследованию тонкой структуры фоновых реплик на ВАХ резонансно-туннельных диодов, изготовленных из двухбарьерной гетероструктуры типа GaAs/Al_{0,4}Ga_{0,6}As/GaAs/Al_{0,4}Ga_{0,6}As/GaAs. Обнаружено преобразование тонкой структуры фоновых реплик, которое качественно можно объяснить через преобразование поляронных в магнитополяронные состояния.

Зонная диаграмма исследуемых туннельных диодов приведена на вставке (а) к рис. 1. Вкратце структура содержит два барьерных слоя Al_{0,4}Ga_{0,6}As толщинами 11 и 8,3 нм, разделенные слоем GaAs толщиной 5,6 нм. При приложении напряжения смещения в приборном слое (толщина 53 нм) возникает аккумуляционный двумерный слой с уровнем E₀₁. При совпадении уровня E₀₁ с уровнем E₀₂ в межбарьерной квантовой яме (КЯ) возникает резонансный пик в токе (см. рис. 1). После этого пика наблюдается более слабая особенность, подробнее представленная на второй вставке к рисунку (б). Эта особенность связана с продольными оптическими фононами в GaAs и Al_{0,4}Ga_{0,6}As. Энергия продольных оптических фононов в GaAs ε_l = 36 мэВ, а в AlGaAs ε₂ = 51 мэВ. Действительно во второй производной тока по напряжению легко различаются два минимума (см. штриховую линию).

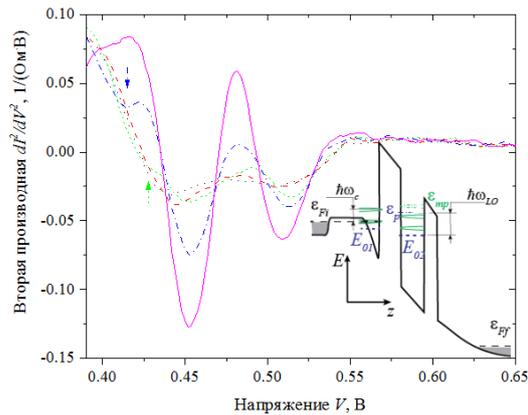


Рис. 3. Преобразование фоновых реплик в магнитном поле. Зависимости второй производной тока от напряжения смещения при В = 0 Тл (пунктирная линия); 3 Тл (штриховая линия); 4 Тл (линия с коротким штрихом); 5 Тл (штрих-пунктирная линия); 6 Тл (непрерывная линия). На вставке схематическая диаграмма профиля дна зоны проводимости диода при приложенном напряжении с УЛ в магнитном поле

В магнитном поле перпендикулярном плоскостям КЯ амплитуды двух особенностей увеличиваются и появляются дополнительные особенности при больших напряжениях. Из анализа верных диаграмм приведенных на рисунке 2. Можно определить фактор плеча туннельного диода и связать две реплики с энергиями оптических фононов. Однако тщательный анализ вторых производных показывает, что в области фоновой реплики существует еще одна особенность (см. стрелки на рис. 3), поведение которой можно качественно описать, допустив сосуществование поляронных состояний и их трансформацию в магнитополяронные.

Работа выполнена в рамках Госзадания № 007-00220-18-00.

Литература

1. В.Г. Попов, В.Г. Криштоп, О.Н. Макаровский, М. Хенини // ЖЭТФ, т. 138, 249-254 (2010).
2. В.Г. Попов, М. Henini, L. Eaves, J.-C. Portal // Сб. докладов. Труды XIX Международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника», Нижний Новгород, 10-14 марта 2015, стр. 622-623 (2015).
3. G.S. Boebinger, A.F.J. Levi, S. Schmitt-Rink, A. Passner, L.N. Pfeiffer, K.W. West // Phys. Rev. Lett. 65, 235 (1990).

Гетеропары кремния и сапфира с межслойным диэлектриком HfO_2

В.П. Попов^{1,*}, В.А. Антонов¹, В.И. Вдовин¹, А.В. Мяконьких², К.В. Руденко²

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

² Физико-технологический институт РАН, Нахимовский пр., 36 к.1, Москва, 117218.

*popov@isp.nsc.ru

Впервые экспериментально обнаружено формирование крупноблочной текстурированной пленки HfO_2 , содержащей ферроэлектрическую фазу O_2 ($Pmn2_1$), после высокотемпературного отжига при 1100°C , а также моноклинную и тетрагональную неполярные фазы оксида гафния в гетероструктуре кремний-на-сапфире (КНС), полученной водородным переносом слоя кремния на с-подложку сапфира. КНС псевдо-МОП транзисторы на сапфире толщиной <100 мкм демонстрируют нормальные сток-затворные характеристики с подвижностью носителей заряда, как в объёмном кремнии, а также меньшую (по сравнению с КНС без слоя HfO_2) величину положительного заряда ($\leq 1.2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$) и стабильный ферроэлектрический гистерезис $\Delta V_G \sim 600$ В сток-затворных характеристиках.

В ИФП СО РАН разработан новый, совместимый с *DeleCut* технологией КНИ, способ переноса слоя кремния на пластины сапфира и поликристаллического корунда, основанный на «горячем» соединении в вакууме поверхностей гетеропар водородно-ковалентными связями после ионно-плазменной активации [1,2].

Такой подход позволяет не только избежать формирования чувствительного к ионизирующему излучению промежуточного слоя оксида кремния между кремнием и сапфиром, но и контролировать величину встроенного заряда на гетерогранице кремний/сапфир, возникающего при отжиге из-за окисления кремния, нанесением перед сращиванием промежуточных high-k слоёв [2-4].

Эксперимент

Для снижения величины встроенного положительного заряда вместо слоя термического SiO_2 с низкой теплопроводностью применялся 20 нм слой high-k диэлектрика PEALD HfO_2 между кремнием и сапфиром. Непосредственно перед соединением пластин сапфира и кремния проходили обработку в плазме O^+ или N^+ , а после переноса слоя кремния толщиной 0.5 мкм гетероструктуры КНС отжигались в атмосфере Ar в интервале температур $800\text{--}1100^\circ\text{C}$ 2 часа. Структурные свойства и состав слоев определялись методами просвечивающей высококоразрешающей электронной микроскопии (ВРЭМ) на поперечных срезах (рис. 1) и спектров дисперсии электронов (EDS) на микроскопах JEM4000EX и JEM2000FX, соответственно.

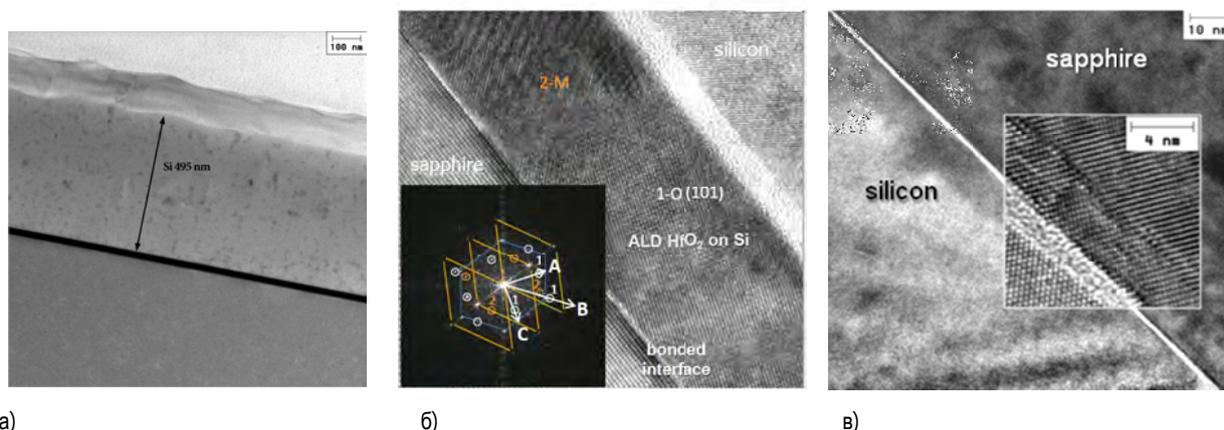


Рис. 1. а) ПЭМ и б) ВРЭМ микроизображения гетерограниц $\text{Si}/\text{HfO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ (а и б), вставка на б) - FFT образ; в) для сравнения ВРЭМ гетерограниц $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$ с аморфным слоем SiO_x , выросшим после переноса Si при отжиге

Электрофизические свойства КНС структур определялись из сток-затворных характеристик псевдо-МОП транзисторов с вольфрамовыми иглами в ка-

честве сток-истоковых контактов при изменении потенциала (-4 +4 кВ) медного затвора со стороны подложки сапфира (рис. 2,3).

Результаты и обсуждение

На вставке рис. 16 белыми стрелками отмечены кристаллографические направления в решетке PEALD HfO₂, углы между которыми составляют: 34.0° (AB); 84.5° (AC). Эти углы, а также межплоскостные расстояния не соответствуют углам и расстояниям между плоскостями известных моноклинной, тетрагональной, кубической и орторомбической форм диоксида гафния [5] из-за тангенциальных напряжений сжатия как в слое HfO₂, так и в слое кремния. Наилучшим образом экспериментальные данные описываются орторомбической фазой HfO₂ P-O2 (*Pmn2₁*), стабилизированной тетрагональными искажениями растяжения по оси с (19.5° к нормали) и биаксиального сжатия в плоскости пленки в большей части слоя. Фаза HfO₂ P-O2 ранее не наблюдалась экспериментально, но согласно теоретическим расчетам должна быть стабильнее тетрагональной фазы при таких деформациях [5].

Дополнительный слой PEALD HfO₂ толщиной 20 нм был нанесен на кремний перед сращиванием для уменьшения дефектности и величины встроенного заряда на границе фаз. КНС псевдо-МОП транзисторы на сапфире толщиной <100 мкм демонстрируют сток-затворные характеристики носителей заряда в режиме инверсии и обогащения с подвижностью, как в объемном кремнии, а также меньшую (по сравнению с КНС структурой без слоя HfO₂) величину положительного заряда $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2), определявшей методом Υ -функции [6].

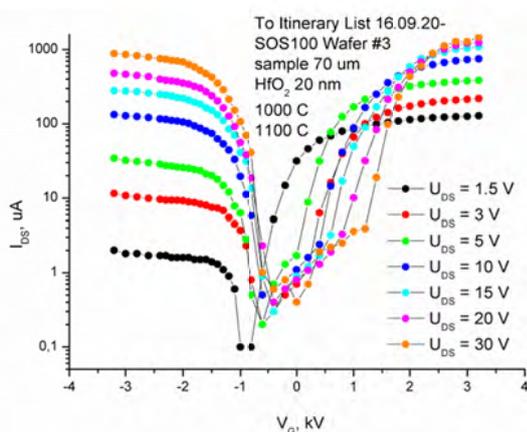


Рис. 2. Сток затворные характеристики псевдо-МОПТ

После отжига при 1100°C поляризация в HfO₂ сдвигает пороги псевдо-МОП транзисторов при многократных переключениях на $\Delta V_T \sim 0.5-0.7$ кВ, что соответствует заряду поляризации $P = 80-$

100 нКл/см² в поле $E=3.6 \times 10^4$ В/см вместо теоретически возможного предела $P=56$ мкКл/см² при коэрцитивном поле $E_c=(1-2) \times 10^6$ В/см (рис. 3).

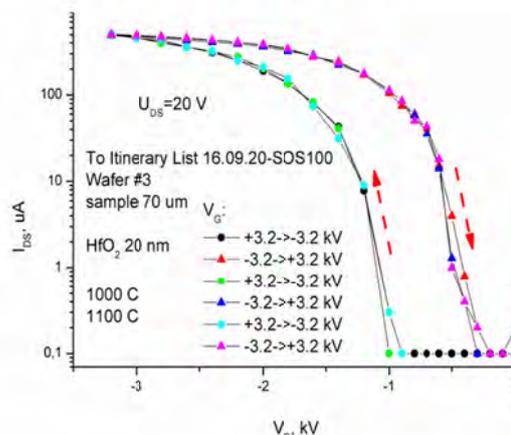


Рис. 3. Гистерезис тока стока псевдо р-МОПТ

Причиной слабой поляризации может быть как недостаточное для поляризации поле, так и включения неполярных тетрагональной (Т) и моноклинной (М) фаз наряду с полярной фазой *Pmn2₁* (P-O2) в слое оксида гафния с крупноблочными кристаллитами. Межслойный диэлектрик оксида гафния открывает новые пути создания многофункциональных СБИС, включающих встроенную энергонезависимую память, возможности переключения между высокопроизводительным и энергосберегающим режимами и автоматической компенсации накопленного заряда и восстановления диэлектриков после повреждения тяжелыми заряженными частицами благодаря ферроэлектрическим свойствам HfO₂.

Литература

1. В.П. Попов, Э.Д. Жанаев, Н.В. Дудченко и др. // Патент № 2538352 (РФ) БИ № 1 10.01.2015.
2. V. Popov // In abstracts of Int. Conf. ICMNE-2016, - Zvenigorod, October 3-7, 149 (2016) <http://icmne.ftian.ru/Download/Abstracts.pdf>.
3. T. Matsumoto, H. Kato, K. Oyama et al. // Sci. Rep. 6, 31585 (2016).
4. V.P. Popov, V.A. Antonov, V.I. Vdovin et al. // In abstracts of Int. Conf. NGC-2017, <https://nanoandgiga.com/ngc2017/abstract.php?id=20170618034002>.
5. R. Batra, T. D. Huan, J. L. Jones et al. // J. Phys. Chem. C, 121, 4139 (2017).
6. S. Cristoloveanu, I. Ionica, A. Diab et al. // ECS Transactions, 50, 249 (2012).

Алмазные полевые транзисторы с изолированным затвором и p-n переходом

В.П. Попов^{1,*}, М.А. Ильницкий¹, В.А. Антонов¹, Ю.Н. Пальянов², В.А. Кагадей³

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

² Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, пр. Академика Коптюга, 3, Новосибирск, 630090.

³ АО НПФ «Микран», пр. Кирова, 51Д, Томск, 634041.

*popov@isp.nsc.ru

Исследованы транзисторные структуры на основе алмаза с изолированным полевым электродом и поверхностным легированием водородом, а также с n-p затвором в режиме обеднения. Численными методами выполнено сравнение электрофизических свойств полевых транзисторов на монокристаллах алмаза толщиной до 100 нм в латеральных и вертикальных вариантах. Показано, что алмазные транзисторы позволяют получать большие плотности тока.

Алмаз является единственным широкозонным полупроводником с высокой дырочной проводимостью как в объеме, так и в приповерхностных областях с индуцированным водородом дырочным каналом (C-H MESFET) в отличие от SiC и GaN [1,2]. Недавно появившиеся пластины и мембраны алмаза размерами 5-20 мм использовались при разработке прототипов, пригодных для полевых транзисторов [3,4]. Мы показали, что горячая имплантация примесей (B,N) позволяет избежать аморфизации, а НРНТ (high pressure – high temperature) отжиг увеличивает их активацию или формирует фазы (PtC, CN, SiC) n⁺ и p⁺ областей исток-стока, позво-

ля создавать нормально закрытые транзисторы MESFET или JFET [3,4].

Эксперимент

Изготавливаемые в ИГМ СО РАН алмазные пластины типов Ib и IIa использовались при разработке прототипов n- и p- полевых транзисторов (рис. 1). Ионная имплантация ионами В обеспечивала локальное легирование p-типа. Донорные примеси (Р, Аs) дают слишком глубокие уровни ($E_i > 0.5$ eV), а имплантация даже низкими флюенсами ионов приводит к аморфизации и последующей графитизации слоя при активационном отжиге [5,6].

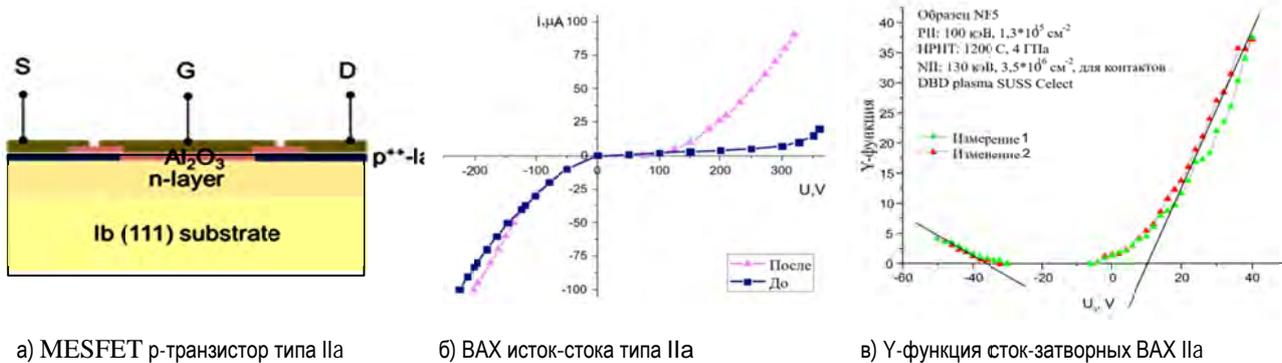


Рис. 1. а) прототип; б) исток-стоковые ($U_g = 0$ V); в) сток-затворные ВАХ nB МДП-транзисторов.

Прототипы Ib и IIa подвергали обработке в DBD плазме в течение 2x120 с, газовый состав которой содержал 10% H₂ и 90% N₂ в высоковольтном (~50 кВ) переменном (~30 кГц) поле. Заряженные ионы N⁺ и H⁺ сорбируются на поверхности образца, захватывая электроны из валентной зоны алмаза, что в свою очередь ведет к увеличению поверхностной дырочной проводимости (рис. 1б).

Гетеробарьеры SiC и PtC служат в качестве, исток-стоков гетеробарьерных (GB) транзисторов с затвором со стороны подложки (псевдо-МОПТ). Пороги и подвижности дырок и электронов определялись методом Y-функции (рис. 1в) из вольт-амперных характеристик (ВАХ) [7]. Подвижность для дырок составила ~300 В/(с·см²). Для электронов определению подвижности мешали утечки в затвор.

Расчеты и обсуждение

Для определения конструкций транзисторов с максимальным током стока были проведены модельные расчеты в программе Synopsys TCAD MESFET и JFET транзисторов с длиной канала ~ 100 нм и барьерами Шоттки / гетеробарьерами (НВ) или р-п переходами в роли исток-стока. Получено, что:

1. Нормально закрытые (I_{off}) модельные МДП-транзисторы с контактами и металлическим затвором на барьере Шоттки (MISFET) имеют ток насыщения $I_{on} \sim 100$ мА/мм на оптимальном средстве металла при 500 К. Это значение ниже в ~ 10 раз, чем в MESFET'ах с индуцированным водородом каналом, требующих high-k диэлектриков с большим положительным зарядом для I_{off} состояния.
2. I_{on} достигает 10 мА/мм для модельных НВ МДП-транзисторов при оптимальном легировании областей истока и стока. Это значение в ~ 10 раз выше, чем в инверсионном канале нормально закрытых MESFET транзисторов.
3. Использование n+ SiC стока и истока приводит к резкому снижению I_{on} в ~ 100 раз из-за высокого (до 1,6 эВ) барьера в разрывах зоны проводимости и валентной зоны в туннельных НВ МДП-транзисторах (НВ SiC/C/SiC TFET) и низкой вероятности туннелирования (в расчетах). Возможно увеличение туннельного тока заменой SiC на CN или AlGaN с меньшей запрещенной зоной (рис. 2).

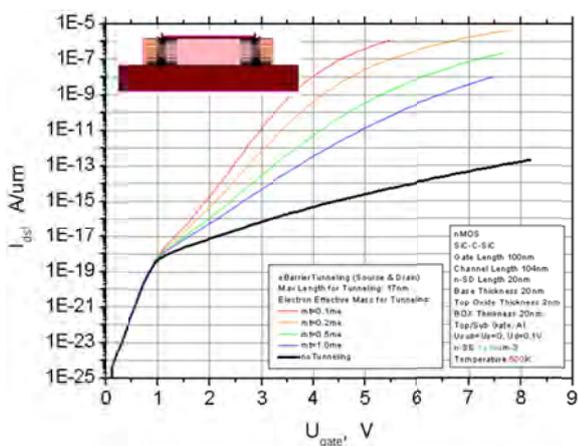


Рис. 2. Ток стока НВ МДП-транзистора в зависимости от эффективной массы в туннельных барьерах

4. I_{on} может быть увеличен за счет р+ CN истока и n+ SiC стока как в туннельном InAs/Si 2G TFET при туннелировании зона-зона. Ток I_{on} для 2G НВ TFET может быть увеличен на два порядка при исходном значении тока I_{off} или при фотовозбуждении.

5. Ток I_{on} для вертикальных полевых транзисторов с р-п переходом (р-JFET) в виде сетки n+ CN достигает 50 мА/мм при исходном значении тока I_{off} , что делает его прямым конкурентом полевому транзистору С-Н MESFET (рис. 3).

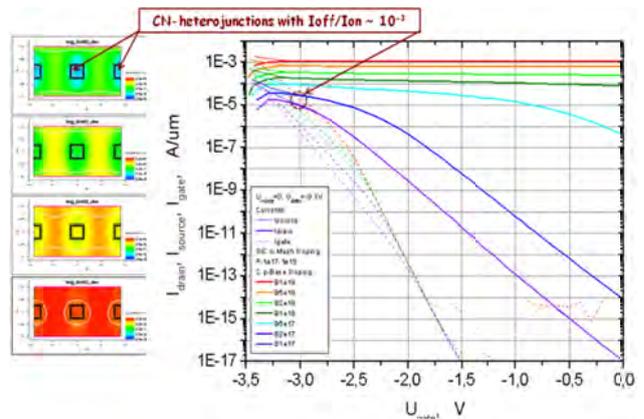


Рис. 3. Токи стока и n-р затвора р-JFET транзистора в зависимости от напряжения на сетке затвора

Применение стеков диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью и встроенным положительным зарядом обеспечит низкие пороговые напряжения в n-канальных MISFET транзисторах на алмазе с током насыщения I_{on} не менее 10 мА/мм, а также нормально закрытые каналы в р-канальных транзисторах с сильно легированными бором p^+ областями истока и стока. Встроенная в предложенную авторами вертикальную базовую р-область р-канальных JFET транзисторов решетка g-CN графито-подобного нитрида углерода особенно перспективна для достижения согласно расчетам токов насыщения $I_{on} \sim 100$ мА/мм при температурах от 300°C и выше.

Литература

1. K. Hirama, H. Sato, Y. Harada et al. // JAP 51, 090112 (2012).
2. A.K. Agarwal, S.S. Mani, S. Seshadri et al. // Naval Res. Rev. 51, 14 (1999).
3. T. Matsumoto, H. Kato, K. Oyama et al. // Sci. Rep. 6, 31585 (2016).
4. A. K. Gutakovskii, V. A. Antonov
5. S. Rubanov, A. Suvorova, V.P. Popov et al. // Diamond & Related Mater. V. 63, 143 (2016).
6. A.K. Gutakovskii, V.A. Antonov
7. S. Cristoloveanu, I. Ionica, A. Diab et al. // ECS Transactions, 50, 249 (2012).

In-situ легирование фосфором слоев Ge при выращивании их методом Hot Wire CVD

Д.С. Прохоров¹, С.А. Денисов¹, В.Ю. Чалков¹, В.В. Постников², А.В. Кудрин¹,
М.М. Иванова^{1,3}, В.В. Сдобняков¹, В.Н. Трушин¹, Ю.Н. Бузынин², В.Г. Шенгуров¹

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

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680

³ Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр "Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова", ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950

*dprokhrov95@mail.ru

В работе при выращивании слоев Ge на Si(100) методом HW-CVD впервые было применено in situ легирование фосфором при испарении GaP из эффузионной ячейки. Максимально достигнутая концентрация электрически активного фосфора в слоях Ge составляла $7,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Введение

Изучение процесса легирования эпитаксиальных слоев (ЭС) Ge в последние годы является предметом многочисленных исследований [1,2]. Движущей силой работы в этом направлении является надежда на использование Ge в качестве активного слоя в оптоэлектронных приборах. В частности, для создания прямозонных структур на этом материале требуется, чтобы активные слои Ge находились в упруго-деформированном состоянии растяжения [3] и легирование их донорными примесями до сверхвысокой концентрации ($>5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). При этом слои должны иметь гладкую поверхность и минимальную плотность дислокаций.

До сих пор большинство исследований в этом направлении было выполнено в основном с использованием метода CVD и только несколько из них – с использованием метода МЛЭ. Легирование ЭС Ge донорной примесью в процессе МЛЭ позволяет достигнуть концентрацию электрически активной примеси до $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при температуре 210 °С. В методах CVD для получения ЭС Ge-n⁺-типа обычно используют газ PH₃, который при разложении дает тетраэдрические молекулы P₄ с низким коэффициентом прилипания. Максимальная концентрация фосфора достигается только в области $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} - 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [4].

Ранее [5,6] нами был развит метод Hot Wire CVD для роста как тонких (~0,2 мкм), так и толстых (≥1 мкм) ЭС Ge/Si(001) приборного качества с предельно низкими плотностями прорастающих дислокаций ($\leq 10^5 \text{ см}^{-2}$) и приемлемой морфологией поверхности.

В данной работе мы сообщаем о росте легированных фосфором слоев Ge/Si (001) при термическом разложении его соединения с Ga и последующей сублимацией фосфора P₂ из эффузионной ячейки.

Методика эксперимента

Рост слоев Ge-n⁺/Si(100) осуществляли в высоковакуумной установке, аналогичной описанной в [7]. При температуре подложки 350 °С в камеру роста проводился напуск моногермана до $P = (2-5) \cdot 10^{-4}$ Торр и происходило разложение этого газа на полоске из Ta, нагретой до 1300 – 1500 °С. Легирование фосфором (P₂) проводилось путем испарения фосфида галлия (GaP) из стандартной эффузионной ячейки, нагреваемой до 700 – 760 °С.

Результаты и обсуждение

Первоначально было исследовано влияние температуры GaP источника (T_{яч}) на уровень легирования слоев Ge. Установлено, что при T_{яч} ≤ 700 °С росли слои p-типа проводимости с концентрацией дырок $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При T_{яч} = 730 °С концентрация в слое Ge n-типа составляла $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и при 750 °С – $7,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При температуре ячейки ≥ 730 °С испаряется только P₂, а Ga оседает на ее крышке. Исследовалась зависимость уровня легирования слоев Ge от температуры подложки. Для этого при температуре ячейки 750 °С были осаждены слои Ge на подложках Si(001), нагретых до разной температуры (350 и 500 °С). Установлено, что концентрация электронов в слоях снижается с ростом температуры подложки. В табл. 1 приведены основные электрофизические и структурные параметры слоев Ge, выращенных в присутствии потока P₂.

Таблица 1. Параметры легирования и Холловские измерения концентрации носителей заряда (электронов), подвижности электронов и структурные параметры легированных фосфором слоев Ge/Si (001)

№	Т _{яч} , °С	Т _{та} , °С	N, см ⁻³	μ, см ² /В·с	ρ, Ом·см	РД, Δω _{1/2} , град.	АСМ, RMS, нм
1	730	1400	4,4·10 ¹⁹	178	0,0008	0,063	0,25
2	750	1400	5,65·10 ¹⁹	171	0,0006	0,054	0,4
3	760	1400	7,6·10 ¹⁹	139	0,00068	-	-
4	750	1500	1,65·10 ¹⁸	689	0,0014	-	0,37
5	-	1400	~1·10 ¹⁷	902	0,05	0,043	0,7

Из данных табл. 1 прослеживается зависимость концентрации электронов в слое от температуры эффузионной ячейки. При незначительном изменении температуры ячейки от 730 °С до 760 °С в опытах 1 – 3 концентрация возрастает в 1,5 раза.

Концентрацию электронов в слоях можно регулировать изменением соотношения потоков атомов Ge и P₂. Так, повышая температуру нити с 1400 до 1500 °С при постоянной температуре ячейки 750 °С, можно снизить концентрацию электронов в слое в ~35 раз (опыты 2 и 4). Повышение температуры эффузионной ячейки с 750 до 760 °С практически не увеличивает концентрацию электронов и ухудшает структуру слоев: появляются дефекты упаковки.

Исследование методами рентгеновской дифракции (РД) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) слоев Ge/Si(001), легированных фосфором, показало, что оно сохраняется и сравнимо с совершенством нелегированных слоев (опыт 5). Плотность прорастающих дислокаций в легированных фосфором слоях, отождествленная с плотностью ямок травления на поверхности ЭС Ge/Si(001) после химического травления в специальном растворе, остается такой же, как и в специально нелегированных ЭС Ge/Si(001). Морфология поверхности слоев также остается гладкой.

Таким образом, разработана методика легирования ЭС Ge/Si(001) потоком молекул фосфора (P₂), формируемого путем термического разложения соединения GaP в эффузионной ячейке, в процессе выращивания их методом Hot Wire CVD, которая позволяет достичь максимальную концентрацию электронов.

Работа выполнялась в рамках государственного задания № 16.7443.2017/БЧ Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. Y. Ishikawa, K.Wada // Thin Solid Films, V.518, 83(2010)
2. J. Liu et. al. // Thin Solid Films, V.520, 3354 (2012)
3. J. Liu et.al. // Appl. Phys. Lett., V.87,2044 (2005)
4. L.T.K. Phuong // Optics and Photonisc Journal, V.7, 75 (2017)
5. В.Г. Шенгуров и др. // Письма в ЖТФ, т.41, 75 (2015)
6. В.Г. Шенгуров и др. // Физ. и техн. п/п, т.49, 1411 (2015)
7. В.Г. Шенгуров и др. // Вакуумн. тех-ка и технолог., т.21, 45 (2011).

Применение модели Каттанео-Вернотта к решению задачи релаксации фотопроводимости в диодных структурах при воздействии ультракоротких импульсов ионизирующих излучений

А.С. Пузанов^{1*}, С.В. Оболенский², В.А. Козлов^{2,1}

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603600.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*aspuzanov@inbox.ru

Предложена формулировка диффузионно-дрейфовой модели в локально-неравновесном приближении для анализа воздействия ультракоротких импульсов ионизирующего излучения. На примере расчета переходных ионизационных процессов в кремниевом диоде Шоттки гипервысоких частот продемонстрирована эффективность рассмотренной модели по сравнению с традиционным диффузионно-дрейфовым приближением.

Введение

Одним из практических приложений источников ультракоротких импульсов ионизирующих излучений длительностью 0,1...10 пс является имитация воздействия тяжелых заряженных частиц космического пространства на изделия микро- и наноплектроники [1, 2]. При этом моделирование реакции полупроводниковых приборов на такого рода воздействия (как лазерного, так и непосредственно тяжелых заряженных частиц) обычно проводится при помощи диффузионно-дрейфовой модели, которая позволяет учесть воздействие ионизирующих и дефектообразующих проникающих излучений через изменение скоростей генерации и рекомбинации носителей заряда, а также их подвижностей и коэффициентов диффузии.

Система уравнений переноса заряда традиционной диффузионно-дрейфовой модели основана на приближении локального равновесия, которое нарушается при длительности возмущающего воздействия, сравнимого со временем релаксации электронно-дырочной плазмы к равновесному состоянию. Поэтому для анализа воздействия ультракоротких импульсов ионизирующих излучений на полупроводниковые приборы представляет интерес формулировка диффузионно-дрейфовой модели в локально-неравновесном приближении.

Математическая модель

В локально-неравновесном приближении выражения для плотности тока электронов j_n и дырок j_p [3] в соответствии с законом Максвелла-Каттанео записываются в виде

$$j_n = -q\mu_n n \nabla \varphi + qD_n \nabla n - \tau_{scn} \frac{\partial j_n}{\partial t}, \quad (1)$$

$$j_p = -q\mu_p p \nabla \varphi - qD_p \nabla p - \tau_{scp} \frac{\partial j_p}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь q – элементарный заряд, φ – потенциал электрического поля, t – время, μ_n и μ_p – подвижности, D_n и D_p – коэффициенты диффузии, n и p – концентрации, τ_{scn} и τ_{scp} – среднее время между рассеяниями электронов и дырок, соответственно.

Результаты и их обсуждение

В качестве тестовой структуры был рассмотрен кремниевый диод Шоттки. Концентрация примеси n -типа в рабочей области принималась равной 10^{17} см^{-3} , длина структуры 1 мкм, высота барьера Шоттки 0,55 В, среднее время между рассеяниями электронов и дырок 1 пс. На данную структуру в отсутствие внешнего приложенного напряжения моделировалось воздействие импульса ионизирующего излучения с максимальной скоростью генерации неравновесных носителей заряда $10^{26} \text{ см}^{-3}/\text{с}$, что характерно при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства, первичных

атомов отдачи при воздействии атмосферных нейтронов, воздействии лазерных импульсов и т.д.

Длительность импульса ионизирующего излучения задавалась равной 10, 1 и 0,1 пс, результаты моделирования фототока приведены на рис. 1, пространственно-временное распределение концентрации электронов в рабочей области диода Шоттки приведено на рис. 2.

Как и следовало ожидать, при длительностях импульса ионизирующего излучения, существенно больших времени релаксации электронно-дырочной плазмы, локально-равновесная и локально-неравновесная диффузионно-дрейфовые модели дают идентичный результат.

С уменьшением длительности импульса ионизирующего излучения до единиц пикосекунд начинает проявляться инерционность электронно-дырочной плазмы, что приводит к более медленному нарастанию фронта импульса фототока, по сравнению с безинерционной моделью.

Дальнейшее уменьшение длительности импульса излучения приводит к появлению колебаний фототока и появлению бегущих волн концентрации электронов, возникающих в обедненной области и затухающих в толще полупроводника.

Работа выполнена при поддержке программ РАН и программы повышения конкурентоспособности ННГУ им. Н.И. Лобачевского среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

Литература

1. R. Jones, A.M. Chugg, C.M.S. Jones et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science, V. NS-47, No. 4, P. 539 (2000).
2. А.И. Чумаков, А.Н. Егоров, О.Б. Маврицкий и др. // Микроэлектроника, Т. 33, № 2, С. 128 (2004).
3. M. Lundstrom Fundamentals of carrier transport. – Cambridge University Press, 2000. – 418 p.

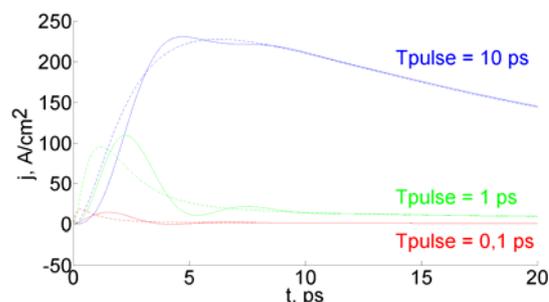


Рис. 1. Фототок кремниевого диода Шоттки при воздействии импульса ионизирующего излучения длительностью 10; 1 и 0,1 пс: (---) – локально-равновесная диффузионно-дрейфовая модель; (—) – локально-неравновесная диффузионно-дрейфовая модель

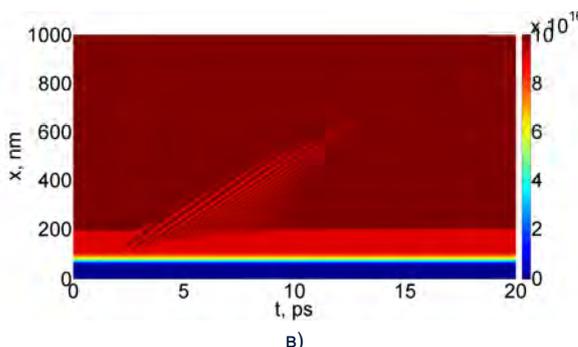
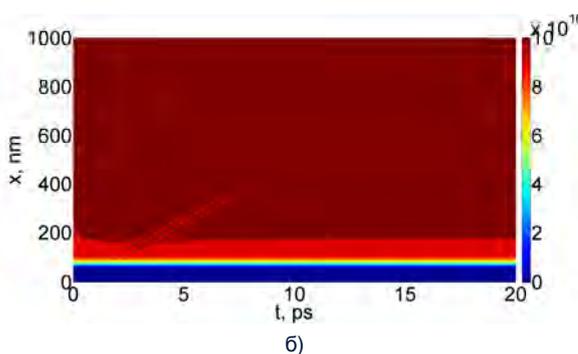
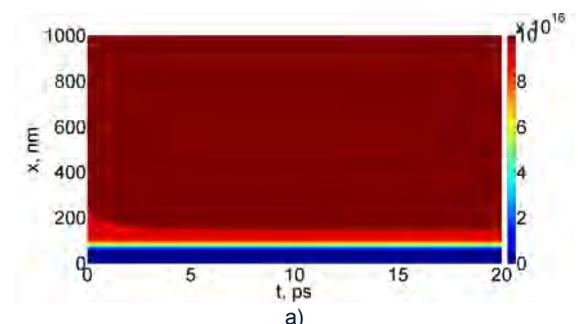


Рис. 2. Пространственно-временное распределение концентрации электронов в рабочей области диода Шоттки (локально-неравновесная диффузионно-дрейфовая модель) при воздействии импульса ионизирующего излучения длительностью: а) 10 пс; б) 1 пс; в) 0,1 пс

Синтез методом молекулярно-пучковой эпитаксии и свойства III-V нитевидных нанокристаллов гибридной подложке SiC/Si(111)

Р.Р. Резник^{1, 3, 5, *}, К.П. Котляр^{1, 4}, И.П. Сошников^{1, 4, 5}, С.А. Кукушкин^{3, 6},
Е.В. Никитина¹, Г.Э. Цырлин^{1, 3, 5, §}

¹ Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8/2, Санкт-Петербург, 194021.

² Санкт-Петербургский политехнический университет им. Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251.

³ Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

⁴ Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

⁵ Институт Аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Санкт-Петербург, 198095.

⁶ Институт Проблем Машинovedения РАН, Большой проспект, 61, Санкт-Петербург, 199178.

*moment92@mail.ru, §george.cirlin@mail.ru

Продемонстрирована принципиальная возможность роста GaN, InN и A³B⁵ нитевидных нанокристаллов методом молекулярно-пучковой эпитаксии на кремниевой подложке с наноразмерным буферным слоем карбида кремния. Исследованы морфологические и оптические свойства полученных систем. Показано, что интенсивность пика спектра фотолуминесценции GaN структур более чем в 2 раза выше, чем у лучших структур ННК без буферного слоя карбида кремния. GaAs, AlGaAs и InAs нитевидные нанокристаллы обладают меньшим диаметром по сравнению с идентичными на кремнии

Введение

Широкозонные наногетероструктуры на основе GaN, InN, а также A³B⁵ соединения представляют большой интерес для создания электронных [1] и оптоэлектронных устройств [2]. Высокая механическая прочность нитридов в сочетании с химической стойкостью и высокой (2500°C [3]) температурой плавления обеспечивают стабильность работы приборов на его основе в сложных условиях. Отсутствие подложек из нитрида галлия побуждает исследователей к поиску подходящих подложек для роста структур на основе GaN. Использование в этом качестве сапфира приводит к генерации высокой плотности дислокаций [4] из-за значительного (13%) рассогласования межатомных расстояний в плоскости интерфейса (0001). Подложки из карбида кремния, наиболее подходящие для формирования GaN с точки зрения согласования параметров решеток на границе раздела, не могут широко использоваться по причине малых площадей и их высокой стоимости. С другой стороны, очень перспективными являются работы по выращиванию слоев GaN на кремнии [5], так как кремний - такая технология выращивания позволяет интегрировать оптоэлектронные приборы на основе нитрида гал-

лия в кремниевую микро- и нанозлектронику. Однако при сопряжении плоскостей Si(111) и GaN(0001) несоответствие параметров решетки составляет 17%, различие коэффициентов термического расширения — 33%. Это приводит к образованию высокой плотности дефектов различной природы в эпитаксиальном слое, ухудшающих характеристики созданных на его основе приборов.

В данной работе для уменьшения плотности дислокаций несоответствия использовался нанометровый (порядка 50÷100 nm) буферный слой SiC, который выращен на Si методом химического замещения атомов. Различие параметров решетки, например, в плоскостях (0001) GaN и (111) SiC составляет только 3% [2]. Также, вместо планарного слоя, был произведен синтез GaN и InN и A³B⁵ соединений в виде нитевидных нанокристаллов (ННК), которые позволяют радикально уменьшить плотность структурных дефектов [11]. Управляемый синтез ННК позволяет осуществлять контроль их электронных свойств, в том числе степени легирования n- и р-типа [12], и создавать их основе ультрафиолетовые лазеры [13] и светодиоды [12].

Целью данной работы является демонстрация принципиальной возможности роста нитевидных

нанокристаллов GaN, InN и A³B⁵ соединений на буферном слое карбида кремния на кремнии и сравнение кристаллографических и оптических свойств полученных структур с выращенными ранее ННК на кремнии без буферного слоя.

В своем большинстве ННК, вследствие достаточно большого диаметра (обычно превосходящего или сравнимого с длиной волны де Бройля объемного материала) представляют собой не одномерные, а квази-одномерные наноматериалы. Для наиболее полного применения ННК как квантовых материалов необходимо уменьшать их поперечный диаметр. Критический диаметр капли катализатора, под которой может формироваться нитевидный нанокристалл, зависит от соотношения постоянных решеток материалов подложки ННК и уменьшается с увеличением этого соотношения. Таким образом, следует ожидать, что дальнейшее рассогласование по постоянной решетки подложки и материала ННК приведет к уменьшению диаметра выращенных ННК. К тому же, благодаря релаксации механических напряжений на гранях нитевидных нанокристаллов, дальнейшее увеличение рассогласования не приведет к образованию дефектов в выращенных наноструктурах.

В данной работе с целью уменьшения диаметра A³B⁵ (GaAs, AlGaAs и InAs) нитевидных нанокристаллов для роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии были использованы гибридные подлож-

ки кремния ориентации (111) с нанометровым буферным слоем карбида кремния. Для данных гибридных подложек рассогласование по постоянной решетки с этими A³B⁵ соединениями значительно больше, чем обычной кремниевой подложки (так, для GaAs и AlGaAs - 44% (для кремния - 4%), для InAs - 48% (для кремния 11 %)).

Литература

1. S.J. Pearton, F. Ren // *Advanced Materials*, V. 12, 1571 (2000).
2. S. Nakamura, G. Fasol // *New York: Springer-Verlag*, V. 368 (1997).
3. Ioffe data archive <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM..>
4. Р. Н. Кютт // *Письма в ЖТФ*, V. 15, 14 (2010).
5. И.Г. Аксянов, В.Н. Бессолов, Ю.В. Жилиев, М.Е. Коман, Е.В. Коненкова, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, С.Н. Родин, Н.А. Феоктистов, Ш. Шарофидинов, М.П. Щеглов // *Письма в ЖТФ*, V. 11, 54 (2008).
6. В.Г. Дубровский, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов // *ФТП*, V. 43, 1585 (2009).
7. Z. Zhong, F. Qian, D. Wang // *Nano Letters*, V. 3, 343 (2003).
8. H.J. Choi, J.C. Johnson, R. He // *J. Phys. Chem. B.*, V. 107, 8721 (2003).

Стимулированное излучение вплоть до 20 мкм на межзонных переходах в волноводных структурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe

В.В. Румянцев^{1,2,*}, А.А. Дубинов^{1,2}, К.Е. Кудрявцев^{1,2}, А.М. Кадыков^{1,2},
М.И. Фадеев^{1,2}, В.И. Гавриленко^{1,2}, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³, С.В. Морозов^{1,2*}

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

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск

* more@ipmras.ru

Структуры с КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ открывают широкие возможности по управлению энергией межзонных переходов (ширину запрещенной зоны в таких структурах можно изменять от сотен мэВ до 0) и энергетическим спектром носителей. Ввиду достаточно низких частот оптических фононов в HgCdTe-материалах (частота CdTe-подобного ТО фонона составляет около 20 мэВ, а HgTe-подобного около 15 мэВ) подобные структуры представляют интерес для создания длинноволновых лазеров в диапазоне длин волн недоступном для традиционных квантово каскадных лазеров на АЗВ5. В данной работе приводятся экспериментальные результаты по наблюдению длинноволнового стимулированного излучения вплоть до 20 мкм полученного из волноводных структур с КЯ на основе твердых растворов CdHgTe.

Задача по созданию компактных твердотельных источников излучения дальнего инфракрасного (ИК) диапазона является одной из самых актуальных в современной физике полупроводников. В большей части среднего ИК диапазона лидирующее место среди полупроводниковых лазеров занимают монополярные квантовые каскадные лазеры (ККЛ), которые могут работать в непрерывном режиме при комнатной температуре вплоть до длины волны порядка 15 мкм, обеспечивая мощность излучения несколько ватт. Однако при продвижении в длинноволновый диапазон ($\lambda > 15$ мкм) их характеристики существенно падают, поскольку в этом диапазоне находятся полосы двухфононного поглощения полупроводников АЗВ5. Существующие ККЛ на основе полупроводников GaAs и InP не работают в диапазоне длин волн 24 – 60 мкм. Именно в этом, фактически уже дальнем ИК диапазоне, могут оказаться конкурентноспособными межзонные лазеры на основе HgCdTe, поскольку частоты оптических фононов в полупроводниках HgTe и CdTe существенно ниже, чем в вышеупомянутых АЗВ5, и соответствуют спектральному диапазону 60 – 110 мкм. Структуры на основе HgCdTe также исследуются уже весьма давно, однако, несмотря на огромное количество накопленного на настоящий момент материала по технологии и свойствам системы HgCdTe, свойства этих структур в дальнем ИК диапазоне (длины волн > 20 мкм) остались плохо изученными.

Узкие КЯ HgTe/CdHgTe обладают нормальной зонной структурой, при которой нижняя электрон-подобная подзона размерного квантования лежит выше верхней дырочно-подобной. При критическом значении ширины КЯ, зависящем от состава твердого раствора в яме и барьерных слоях (≈ 6.3 нм для КЯ HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te), ширина запрещенной зоны обращается в ноль. В этом случае спектр носителей становится «графеноподобным», т.е. реализуется линейный закон дисперсии как для электронов, так и для дырок.

Подобные особенности зонной структуры и позволяют, на наш взгляд, позиционировать КЯ HgCdTe как возможную альтернативу графену в качестве материала для реализации лазеров дальнего ИК диапазона. Недавние работы [1, 2], посвященные изучению узкозонных структур на основе HgCdTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низких температурах, создают предпосылки для разработки лазеров среднего и дальнего ИК диапазона на основе таких структур. В настоящей работе исследовались спектры стимулированного излучения (СИ) в волноводных структурах на основе HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами (КЯ).

Методика эксперимента

Спектры СИ были измерены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Детальное описание экспериментальной установки можно найти в работах [1, 2]. Накачка осуществлялась параметрическим генератором света Solar OPO с длиной волны 2 мкм и максимальной интенсивностью накачки ~ 100 кВт/см². Исследуемые структуры были выращены на полуизолирующих подложках GaAs (013) и содержали волноводный слой широкозонного твердого раствора Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te толщиной несколько микрон, внутри которого были выращены одна или несколько КЯ из чистого HgTe или узкозонного твердого раствора HgCdTe.

Результаты и обсуждение

Изменять энергию межзонных переходов в структурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe можно как варьируя толщину ямы, так и изменяя долю Cd в ней. Ранее было показано, что структуры с узкими КЯ из чистого HgTe позволили получить СИ вплоть до длины волны 10.9 мкм при интенсивности накачки в диапазоне (0.1 – 1 кВт/см²), в то время как в структуре с близкой энергией межзонных переходов, но широкой (потенциальной) ямой наблюдается только гораздо более широкий спектр ФЛ вплоть до максимальной интенсивности накачки ~ 100 кВт/см² [2]. Обнаружено длинноволновое стимулированное излучение вплоть до 20 мкм (!) полученного из волноводных структур с КЯ на основе твердых растворов CdHgTe [3]. На рисунке показаны спектры СИ волноводных структур с пятью КЯ толщиной от 4 до 4.7 нм HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te при 20К при импульсном оптическом возбуждении.

Основной причиной продвижения СИ в длинноволновую область вплоть до 20 мкм является использование узких (2-5 нм) КЯ HgTe в активной области волноводных структур. В узких КЯ из чистого HgTe оже рекомбинация может быть существенно подавлена из-за особенностей закона дисперсии. Малая ширина ямы приводит к большому расстоянию между подзонами размерного квантования, в результате чего при оже-рекомбинации носители могут занимать состояния только в основных электронной и дырочной подзонах. В свою очередь, законы дисперсии в этих подзонах в широком диапазоне энергий симметричны и близки к

закону дисперсии релятивистских дираковских электронов.

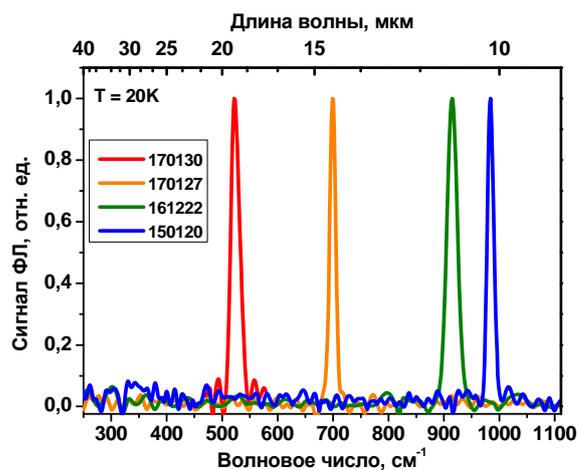


Рис. 1. Спектры СИ исследуемых структур при T = 20К

При такой дисперсии невозможно одновременно выполнить законы сохранения энергии и квазиимпульса даже при достаточно высокой концентрации неравновесных носителей, что ведет к подавлению оже-рекомбинации. Был произведен расчет дизайна волноводных структур с КЯ, предназначенных для усиления длинноволнового излучения в диапазоне длин волн 25 – 45 мкм и обеспечивающих локализацию ТЕ моды около активного слоя. Таким образом, полученные в работе результаты свидетельствуют о высоком потенциале гетероструктур на основе Hg_{1-x}Cd_xTe для создания длинноволновых лазеров.

В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур". Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 17-12-01360), грантов Российского фонда фундаментальных исследований 18-52-50024, 16-32-60172 и Министерства образования и науки РФ (грант МК-4399.2018.2).

Литература

1. S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, A.A. Dubinov et al. // Appl. Phys. Lett. V. 107, 042105 (2015).
2. S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, A.M. Kadykov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 108, 092104 (2016).
3. S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, M. A. Fadeev et al. // Appl. Physics Lett., V 111, 192101 (2017).

Релаксация носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях HgCdTe и структурах с квантовыми ямами на основе HgTe/HgCdTe

В.В. Румянцев^{1,2*}, В.В. Уточкин^{1,2}, В.Я. Алешкин^{1,2}, А.В. Антонов^{1,2}, Н.С. Куликов^{1,2}, М.А. Фадеев¹, В.И. Гавриленко^{1,2}, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³, С. В. Морозов^{1,2}

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

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск

* rumyantsev@ipmras.ru

Приводятся результаты исследований процессов рекомбинации неравновесных носителей в узкозонных структурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgTe/HgCdTe. Показано, что в структуре с шириной запрещенной зоны ~140 мэВ при $T = 77\text{K}$ релаксация неравновесных носителей определяется излучательной рекомбинацией в диапазоне концентрации от $2.0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ до $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для более узкозонных КЯ (ширина запрещенной зоны ~ 50 мэВ при $T = 4.2\text{K}$) времена безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли-Рида-Холла одного порядка с излучательным временем жизни носителей в КЯ при типичной "темновой" концентрации носителей (несколько единиц 10^{10} см^{-2}).

Узкозонные твердые растворы HgCdTe на сегодняшний день являются лидирующим материалом для создания фотоэлектрических приемников среднего ИК диапазона (8–15 мкм) [1]. Недавние работы [2–4] создают предпосылки и для создания длинноволновых лазеров (длина волны 10–50 мкм) на основе гетероструктур HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами (КЯ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. При этом время жизни неравновесных носителей является одним из важнейших параметров, характеризующих качество структур (концентрацию примесей/дефектов), а также возможность достижения лазерной генерации на заданной длине волны. В последнем случае особое значение имеет «конкуренция» излучательной и оже-рекомбинации при высокой концентрации неравновесных носителей.

Методика эксперимента

Исследуемые в данной работе структуры были выращены методом МЛЭ на полуизолирующих GaAs (013) подложках с ZnTe и CdTe буферами. Структуры не были намеренно легированы. Для исследования рекомбинации неравновесных носителей использовалась прямая методика исследования релаксации сигнала межзонной фотопроводимости (ФП) с временным разрешением 7 нс, определяющимся длительностью импульса оптического возбуждения. В качестве источника возбуждения использовался параметрический генератор света лазерного

комплекса Solar OPO, с возможностью перестройки длины волны возбуждения в диапазоне 6.5–9.5 мкм и максимальной энергией в импульсе ~10 мкДж.

Результаты и обсуждение

Как было показано ранее [2], при низких температурах (4.2 К – 77 К) в объемных пленках HgCdTe с составом $x_{\text{Cd}} = 0.21\text{--}0.23$ излучательные процессы могут быть наиболее эффективным каналом рекомбинации в условиях интенсивного оптического возбуждения. Так, даже более узкозонной объемной пленке с $x_{\text{Cd}} = 0.18$ при высокой интенсивности возбуждения была обнаружена ярко выраженная неэкспоненциальная кинетика релаксации ФП на временном масштабе ~ 1.5 мкс очень хорошо соответствующая гиперболической зависимости $\sim 1/t$, что отвечает механизму излучательной рекомбинации (вероятность рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации неравновесных носителей). В объемных структурах удалось продемонстрировать усиление длинноволнового излучения (проявляющегося в обужении линии ФЛ и ее зависимости от интенсивности накачки) при температурах до 100К (длина волны ~ 8 мкм) [3].

Для создания лазеров большой интерес представляют структуры с КЯ. В данной работе была исследована кинетика релаксации ФП в волноводных структурах с КЯ, дизайн которых рассчитан на получение длинноволнового стимулированного излучения (СИ) при температуре жидкого азота (рис. 1).

Согласно спектрам ФП красная граница межзонных переходов соответствует длине волны 8.6 мкм, что хорошо согласуется с расчетами (толщина структуры 3.4 нм). Возбуждение осуществлялось на длине волны 7.7 мкм с энергией в импульсе ~ 7 мкДж, что, согласно оценкам, позволяет создать концентрацию неравновесных носителей в КЯ на уровне $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. По измерениям эффекта Холла для этой структуры была определена "темновая" концентрация носителей заряда: $n = (2.0 \pm 0.3) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Таким образом, был реализован сильно нелинейный режим возбуждения, при котором можно считать концентрации электронов и дырок равными с хорошей точностью ($n = p$). В данном приближении [5] была теоретически рассчитана кинетика спада неравновесной концентрации (рис 1). Видно, что кинетика релаксации неравновесной концентрации хорошо описывается теоретически рассчитанной зависимостью, учитывающей только излучательный механизм рекомбинации. Отличия экспериментальной и теоретической кривой обусловлены рядом эффектов, не учитываемых моделью, главным образом, вкладом рекомбинации Шокли-Рида-Холла. Затягивание экспериментально наблюдаемого спада (на временах превышающих 200 нс) по сравнению с рассчитанным теоретически может быть связано с перепоглощением излучения в волноведущем слое и эффектами пространственного разделения носителей заряда. Тем не менее, значение постоянной времени спада на квазиэкспоненциальном участке кинетики (от 800 до 1600 нс) по порядку величины совпадает с излучательным временем жизни носителей, рассчитанным для темновой концентрации носителей в этой структуре [5].

Для более узкозонных структур с КЯ (толщиной 4.8 нм и 4.9 нм) времена релаксации, определяемые экспериментально при температуре $T = 4.2 \text{ К}$, составляют около 7 нс, что всего в несколько раз меньше рассчитанных значений для излучательной рекомбинации. Таким образом, для КЯ с шириной запрещенной зоны $\sim 50 \text{ мэВ}$ (при $T = 4.2 \text{ К}$) и типичной концентрацией носителей (р-типа) несколько единиц 10^{10} см^{-2} времена безызлучательной ре-

комбинации по механизму Шокли-Рида-Холла одного порядка с излучательным временем жизни.

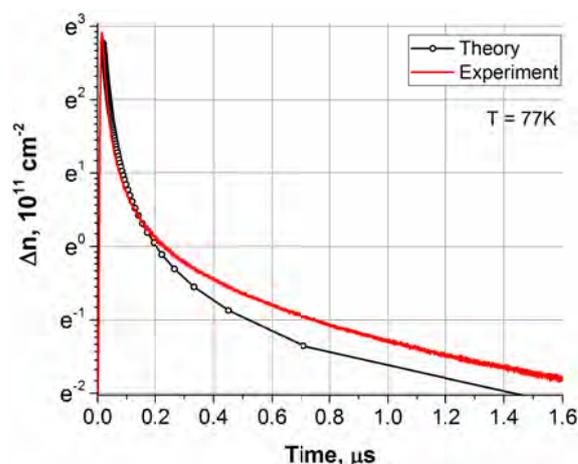


Рис. 1. Кинетика спада неравновесной концентрации в исследуемой структуре от времени. Начальная концентрация принималась равной $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур". Работа поддержана грантами РФФИ №16-32-60172, 18-02-00362, Президента РФ МК-4399.2018.2, гранта Российского научного фонда (проект № 17-12-01360).

Литература

1. A. Rogalski // Reports on Progress in Physics, 2005. **68**(10): p. 2267-2336.
2. S.V. Morozov, V.V. Rummyantsev, A.M. Kadykov et al. // Appl Phys Lett, **V. 108**, 092104 (2016).
3. S.V. Morozov, V.V. Rummyantsev, A.A. Dubinov et al. // Appl Phys Lett, **V. 107**, 042105 (2015).
4. S.V. Morozov, V.V. Rummyantsev, M.A. Fadeev et al. // Appl Phys Lett, **V. 111**, 192101 (2017).
5. В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, С.В. Морозов, В.В. Румянцев. Темп излучательной рекомбинации в квантовых ямах HgTe гетероструктур CdHgTe/HgTe // Материалы XXII Международного симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород, 12-15 марта 2018 г.

Структурное исследование излучающих структур A3B5 на Ge/Si(100) подложке

А.В. Рыков^{1,*}, М.В. Дорохин¹, П.С. Вергелес², В.А. Ковальский², Е.Б. Якимов²,
Н.В. Байдусь¹, В.Г. Шенгуров¹, С.А. Денисов¹, В.Ю. Чалков¹

¹ НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

² Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, г. Черноголовка, 142432.

* rikov@nifti.unn.ru

В работе изготовлены и исследованы светоизлучающие диоды на основе гетероструктуры GaAs/InGaAs/AlGaAs, сформированные на подложке Ge/Si(100). Слой Ge был осажден методом «горячей проволоки», а слои A3B5 были выращены методом МOC-гидридной эпитаксии при пониженном давлении. Структура была исследована методом спектроскопии фотолюминесценции и методом измерения наведенного электронным пучком тока в растровом электронном микроскопе.

Введение

Si подложки становятся востребованными как основа приборов оптоэлектроники, в качестве альтернативы GaAs [1]. Выращивание слоев полупроводников A3B5 должного кристаллического качества на Si подложке открывает новые перспективы для создания микроволновых приборов, светоизлучающих диодов, фотодетекторов, солнечных элементов и т.д. Слои GaAs могут быть выращены непосредственно на подложке Si, но при этом из-за разницы параметров решетки и коэффициентов термического расширения GaAs и Si, они будут содержать структурные дефекты с высокой плотностью. Более перспективный путь состоит в использовании различных буферных слоев, помещаемых между подложкой Si и пленкой GaAs и имеющих промежуточные значения параметра решетки и коэффициента термического расширения. Например, распространен рост слоев Ge на Si и в дальнейшем – слоев GaAs. Основной задачей при выращивании гетероструктур A3B5/Si является обоснованный поиск режимов роста, обеспечивающих повышение качества выращиваемых слоев. В связи с этим существует потребность в комбинировании способов усовершенствования технологии роста и использовании методов детального структурного исследования слоев A3B5 на подложке Ge/Si. В данной работе использовалась метод наведенного сфокусированным электронным пучком тока (НТ) в растровом электронном микроскопе.

Этот метод сочетает пространственную визуализацию с высоким разрешением электрически активных дефектов в материале или структуре с измерением диффузионной длины неосновных носителей

заряда – параметра, характеризующего качество полупроводникового материала и определяющего основные характеристики многих полупроводниковых приборов [2].

Эксперимент

Эпитаксиальные структуры выращивали на подложках КЭФ 5÷10 с ориентацией (100). На первом этапе на подложку были нанесены промежуточные слои методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Сначала был выращен слой Si толщиной 200 нм при температуре 800°C из сублимационного источника. Затем температура подложки была снижена до 325°C, в ростовую камеру напускали герман (GeH₄) до давления 4·10⁻⁴ торр. В указанных условиях осуществлялось пиролитическое разложение германа в области танталовой проволоки, разогретой до температуры 1300-1500°C. В результате пиролитического разложения германа атомарный Ge осаждался на подложке, и осуществлялся рост слоя Ge. Толщина слоя составляла 750 нм.

На втором этапе была выращена структура A3B5 при давлении 50 мбар на установке AIX 200RF. Методика и последовательность выращивания буферных слоев A3B5 совпадала с описанными в [3,], где после переходных слоев AlAs/GaAs и толстого буфера *n*+-GaAs формировались слои лазерной структуры. В нашем случае после сильно легированного *n*+-буфера был выращен слой *n*-GaAs и квантовая яма (КЯ) InGaAs. В таблице ниже указаны основные параметры выращенных слоев. Тонкий слой AlAs на границе раздела GaAs/Ge позволяет уменьшить взаимодиффузию атомов из-за высокой энергии связи Al–As [4].

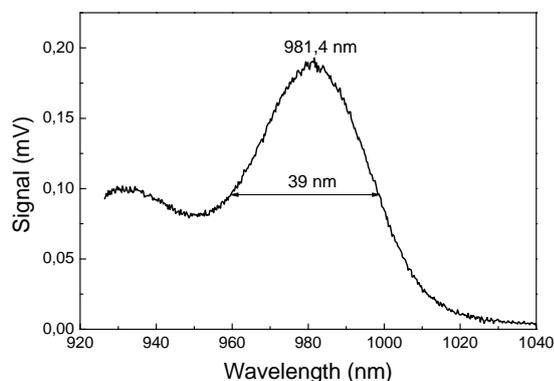
Таблица 1. Параметры выращенной структуры.

Слой	Толщина, нм	Легирование, см ⁻³
AlAs	10	
GaAs	50	
AlAs	10	
GaAs	100	
GaAs:Si	2000	2·10 ¹⁸
GaAs:Si	200	5·10 ¹⁷
GaAs	10	
In _{0,2} GaAs	10	
GaAs	25	

На структурах выполнены исследования фотолюминесценции и наведённого тока. Для измерения методом НТ на поверхности формировался Al контакт диаметром 0,5 мкм.

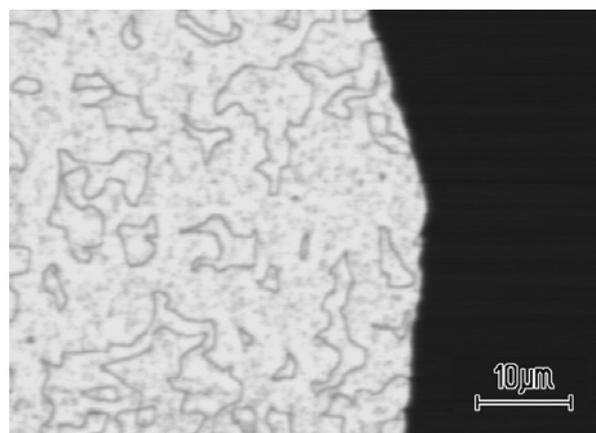
Результаты и обсуждение

На спектрах фотолюминесценции (ФЛ) структур наблюдается пик на длине волны 981 нм, связанный с рекомбинацией в квантовой яме (рис. 1). При этом интенсивность ФЛ в 2,5 раза ниже интенсивности, полученной на контрольной структуре, выращенной на подложке GaAs. Ширина пика на полувысоте (39 нм) значительно превышает средние значения для структур на согласованной GaAs подложке (около 23 нм для сравнимого уровня легирования).

**Рис. 1.** Спектр фотолюминесценции образца

На рис. 2 представлено изображение структуры, полученное в растровом электронном микроскопе в режиме НТ. Светлое поле представляет собой изображение нанесенного на поверхность структуры алюминиевого контакта, а темное поле – часть структуры без контакта. Сбор сигнала происходит с области пространственного заряда под контактом, при этом величиной ускоряющего напряжения можно регулировать глубину сбора сигнала. Темные линии и точки на светлом поле соответствуют падению сигнала при фокусировании электронного

пучка на данную точку. Замкнутые фигуры на светлом поле предположительно соответствуют границам антифазных доменов. Рассчитанная по полученным данным плотность дислокации составила 108 см⁻². При увеличении ускоряющего напряжения (глубины сбора сигнала) измеренная плотность дислокаций остается на том же уровне вплоть до глубины ~1 мкм (при ускоряющем напряжении 35 кВ).

**Рис. 2.** Изображение Структуры в режиме НТ при ускоряющем напряжении 8 кВ

Измерения, полученные методом наведенного электронным пучком тока, позволяют сделать вывод, что в структуре присутствует высокая плотность дислокаций. В свою очередь, высокая плотность дислокаций ведет к снижению оптического качества структуры и снижению эффективности приборов, изготавливаемых из структур AlGaIn на Si. Перед исследователями стоит задача оптимизации технологических параметров структур: выборе режимов роста, материалов для дислокационных фильтров, последовательности роста слоев и т.д. В данном контексте метод НТ позволяет проанализировать эффективность выбранных параметров роста структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№16-07-01102_a).

Литература

1. D. Liang, E. Bowers // *Nature Photonics* **4**, 511 (2010).
2. N.M. Shmidt, P.S. Vergeles, E.B. Yakimov // *Semiconductors* **41**(4) 491-494 (2007).
3. В.Я. Алешкин, Н.В. Байдусь, А.А. Дубинов и др. // *ФТП* **51**(5) 695-698 (2017).
4. C.K. Chia, J.R. Dong, D.Z. Chi et al. // *Appl. Phys. Lett.* **92** 141905 (2008).

Гетероструктуры InGaAsP/InP с заданным профилем легирования для однозарядных фотодиодов

Ю.Л. Рябоштан, П.В. Горлачук, А.А. Падалица, М.А. Ладугин,
А.А. Мармалюк, Е.В. Лызлова, А.В. Иванов

НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, г. Москва, ул. Введенского, д.3 корп.1, 117342
almarm@mail.ru

Методом МОС-гидридной эпитаксии выращены гетероструктуры в системе материалов InGaAsP для однозарядных фотодиодов спектрального диапазона 0.9-1.6 мкм. При исследовании профилей распределения носителей заряда обнаружено аномальное перераспределение цинка через гетерограницу InGaAs/InP. Данная особенность потребовала привлечения особых подходов к формированию требуемого профиля легирования. Реализация гетероструктур с модифицированным легированием позволила создать гетероструктуры, на основе которых изготовлены фотодиоды с высоким быстродействием и повышенным порогом тока насыщения по сравнению с традиционными р-і-п-фотодиодами.

Введение

Фотодетекторы, чувствительные в спектральном диапазоне 0.9-1.6 мкм, на сегодняшний день крайне востребованы в широкополосных системах передачи информации. Несмотря на достигнутые успехи, требуются улучшения их характеристик в части рабочих частот и тока насыщения. Традиционные р-і-п-фотодиоды способны обеспечить прием сигнала с частотой свыше 10 ГГц, однако при этом испытывают насыщение фототока при сравнительно невысоких уровнях мощности принимаемого излучения.

Конструкция фотодиодной гетероструктуры, получившая название «однозарядный фотодиод» (Uni-Traveling-Carrier photodiode, UTC-photodiode), благодаря переносу заряда без участия дырок позволяет повысить ток насыщения фотодетектора (рис. 1). Одновременно с этим обеспечивается и высокое быстродействие прибора [1,2]. Это достигается путем легирования области поглощения примесью р-типа. Однако создание гетероструктур такого рода сопряжено с решением ряда научных и технологических проблем, связанных с обеспечением заданного профиля легирования слоев InP, InGaAs и InGaAsP.

Экспериментальные результаты

В настоящей работе исследованы особенности получения указанных гетероструктур методом МОС-гидридной эпитаксии. Установлено, что цинк, используемый в качестве примеси р-типа проводимо-

сти, способен перераспределяться на гетерограницах слоев, что нарушает заданный профиль и приводит к ухудшению параметров фотодиода (рис. 2).

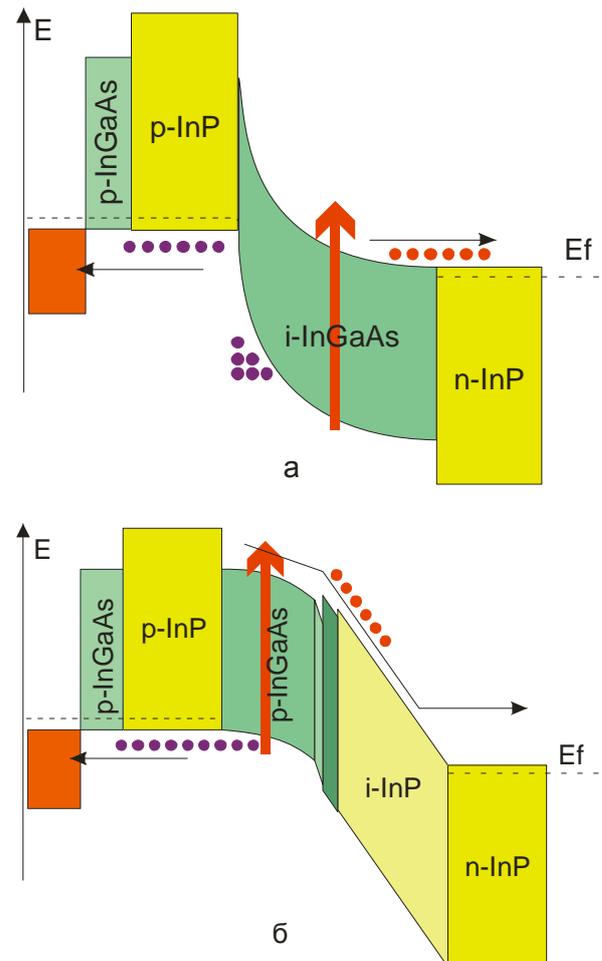


Рис. 1. Зонная диаграмма р-і-п-фотодиодов при приложенном смещении: а) традиционная конструкция; б) однозарядная (UTC) конструкция

Это нарушение заданного распределения примеси также подтверждается смещением максимума фоточувствительности на спектральной характеристике UTC-фотодиода в коротковолновую область (рис. 3).

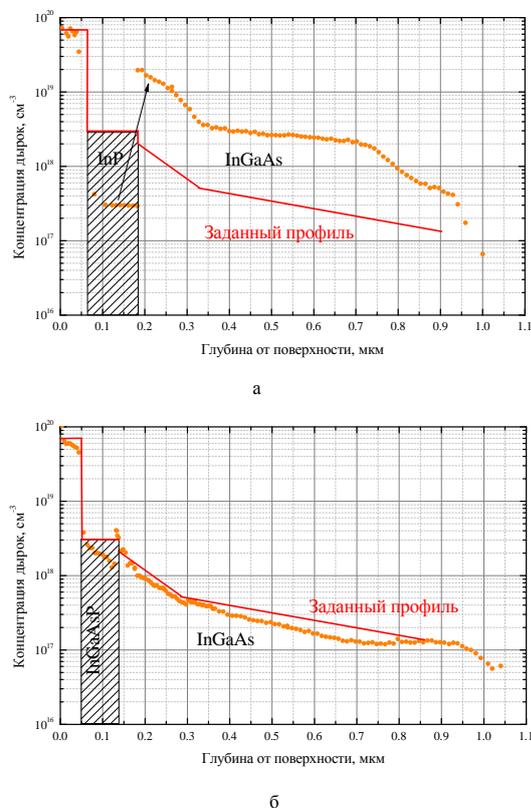


Рис. 2. Профили распределения дырок по глубине в структурах с барьерным слоем: а) InP, б) InGaAsP

В работах [3-6] авторы указывают на возможные причины подобного явления, с которым они столкнулись при разработке технологии получения гетероструктур для гетеробиполярных транзисторов (HBT-структур). Движущей силой по мнению авторов является различие растворимости цинка в соседних слоях и вакансионно-межузельный механизм диффузии примеси. Также отмечается возможное влияние встроенного поля p-n-перехода.

В качестве возможного решения проблемы предлагается снизить уровень легирования слоев n-типа проводимости исследуемых HBT-структур или использовать отжиг дефектов во время роста. Также, в работе [1] показано, что указанное перераспределение наблюдается в широком диапазоне технологических условий.

Заключение

В рамках данной работы предложено введение в конструкцию гетероструктуры барьерного слоя InGaAsP ($E_g = 1.1$ эВ) вместо InP. Это позволило обеспечить заданный профиль распределения примеси и реализовать на такой гетероструктуре высокоэффективные UTC-фотодиоды.

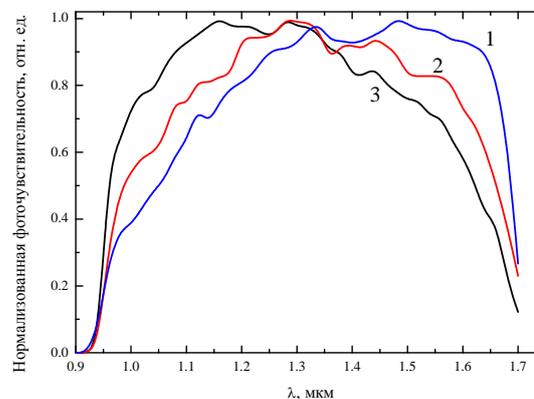


Рис. 3. Спектральные характеристики фотодиодов различной конструкции. 1 – p-i-n-фотодиод; 2 – UTC с барьером InGaAsP; 3 – UTC с барьером InP

Созданные однозарядные фотодиоды имели чувствительность в диапазоне 0.9-1.6 мкм и характеризовались током насыщения в 3 раза превышающей аналогичные значения для традиционных p-i-n фотодетекторов.

Литература

1. N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, T. Ishibashi // IEEE Photon. Technol. Lett., 10(3), 412-414 (1998).
2. Q. Zhou, A. S. Cross, Y. Fu, A. Beling, B. M. Foley, P. E. Hopkins, J. C. Campbell // IEEE Photon. 5(3), 6800307 (2013).
3. F. Didley, M.-C. Amann, R. Treichler // J. Appl. Phys. 29(5), 810-812 (1990).
4. T. Kobayashi, K. Kurishima, U. Gosele // J. Cryst. Growth 146, 533-537 (1995).
5. K. Kurishima, T. Kobayashi, H. Ito // J. Appl. Phys. 79(8), 4017-4023 (1996).
6. C.-Y. Tai, J. Seiler, M. Geva // 11th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Davos, Switzerland, 16-20 May 1999, TuA2-5.

Сингулярность плотности состояний и анизотропия транспорта в 2D электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием в параллельном магнитном поле

В.А. Сабликoв*, Ю.Я. Ткач[§]

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Академика Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141190.

*sablikov@gmail.com, §utkach@gmail.com

2D электронный газ со спин-орбитальным взаимодействием в параллельном магнитном поле образует анизотропную систему с сингулярностью Ван Хоа плотности состояний, управляемую магнитным полем. Мы исследовали тензоры проводимости и спиновой восприимчивости, определяющей эффект Эдельштейна. В зависимости от магнитного поля или положения уровня Ферми проводимость и спиновая восприимчивость имеют резкие особенности в виде глубокого провала, образующегося, когда уровень Ферми проходит через точку сингулярности.

Введение

Доклад посвящен исследованию анизотропного транспорта в двумерном (2D) электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием (COB) при наличии параллельного магнитного поля. Интерес к этой системе вызван двумя причинами. Во-первых, она моделирует анизотропию электронной системы с COB, возникающую вследствие сильного электрон-электронного взаимодействия без внешнего магнитного поля [1], но в отличие от нее допускает относительно простое решение. Во-вторых, в последнее время транспорт в параллельном магнитном поле становится важным инструментом экспериментального исследования 2D электронных систем с сильным COB.

Сингулярность плотности состояний

При отсутствии магнитного поля плотность состояний в 2D электронный газ с COB имеет сингулярность типа $D(E) \sim (E + E_{so})^{-1}$ на дне зоны, где E_{so} – характерная энергия COB.

В параллельном магнитном поле структура зонного спектра изменяется, как показано на рис. 1. Образуется седловая точка и упомянутая сингулярность превращается в сингулярность Ван Хоа в плотности состояний [2]. В пространстве импульсов седло расположено на оси перпендикулярной магнитному полю \mathbf{B} . Энергия седловой точки зависит от магнитного поля и с увеличением B изменяется от дна зоны до дираковской точки при определенной ве-

личине B , зависящей от величины COB, а далее сингулярность отсутствует.

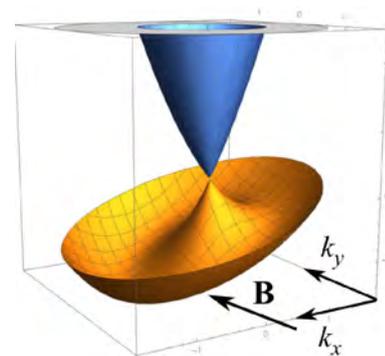


Рис. 1. Спектр 2D электронов с COB в параллельном магнитном поле

Благодаря сингулярности плотности состояний возникают особенности транспорта, проявляющиеся в зависимостях проводимости и спиновой восприимчивости от энергии Ферми и от магнитного поля. При этом существенным оказывается влияние сингулярности как на плотность состояний, участвующих в транспорте электронов, но и на вероятность рассеяния.

Анизотропия и особенности транспорта

Транспорт изучен на основе квазиклассического кинетического уравнения, при решении которого важным моментом является учет процессов рассеяния в условиях анизотропии. В анизотропной системе приближение времени релаксации становится несправедливым [3]. Поэтому расчеты проведены

путем решения кинетического уравнения со столкновительным членом в интегральной форме для рассеяния на немагнитных дефектах с короткодействующим потенциалом.

Изучены проводимость и спиновая поляризация, индуцированная электрическим током (эффект Эдельштейна [4]). Тензор проводимости G_{ij} диагонален в системе координат с осью x вдоль магнитного поля. Если электрическое поле направлено под углом к магнитному, то возникает планарный эффект Холла, величина которого зависит от этого угла.

Диагональные компоненты проводимости в зависимости от магнитного поля или положения уровня Ферми имеют резкий провал, когда уровень Ферми находится вблизи точки сингулярности Ван Хофа, рис. 2. Спиновая восприимчивость, которая определяется как коэффициент, связывающий спиновую плотность и электрическое поле $S_i = \sum_j \chi_{ij} E_j$, обладает подобными особенностями.

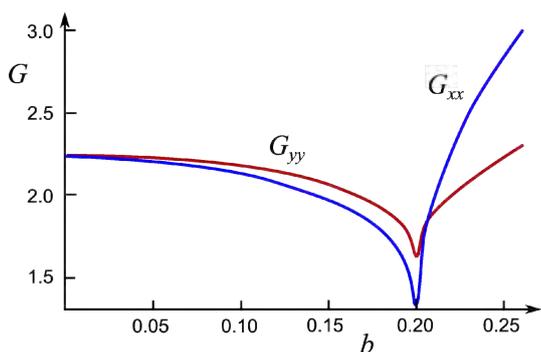


Рис. 2. Зависимость проводимости от магнитного поля (в относительных единицах)

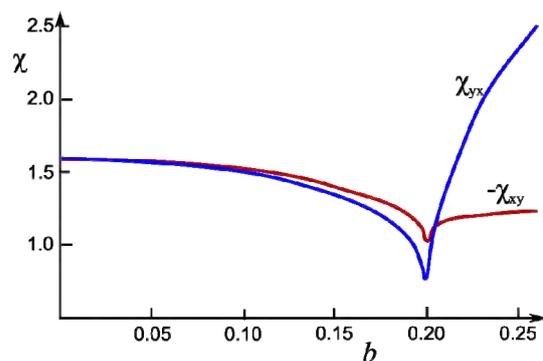


Рис. 3. Зависимость спиновой восприимчивости от магнитного поля (в относительных единицах)

В этом случае однако диагональные компоненты χ_{ij} в главных осях равны нулю, а недиагональные имеют провал при условии, когда уровень Ферми лежит вблизи седловой точки, рис. 3. Особенности транспорта (анизотропия проводимости и планарный эффект Холла, а также резкий провал проводимости, связанный с сингулярностью Ван Хофа) управляются магнитным полем и могут использоваться для исследования электронного спектра в системах с сильным СОВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-02-00309) и программ РАН.

Литература

1. E. Berg, M.S. Rudner, S.A. Kivelson // *Physical Review B*, V. 85, 035116 (2012).
2. Ю.Я. Ткач // *Письма в ЖЭТФ*, том **104**, вып. 2, с. 103 – 107 (2016).
3. K. Vyborny, A.A. Kovalev, J. Sinova, T. Jungwirth // *Physical Review B*, V. 79, 045427 (2009).
4. V. Edelstein // *Solid State Communications*, V. 73, 233 (1990).

Разработка и исследование фотоприемников на длину волны 1,06 мкм с метаморфными буферными слоями на подложках GaAs

И.В. Самарцев*, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, А.Б. Чигинева, Н.В. Дикарева, И.Ю. Пашенькин, Н.В. Байдусь

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950

* woterbox@mail.ru

В настоящей работе приведены результаты исследований фотоприемников на диапазон длин волн 0,94 – 1,06 мкм с активной областью InGaAs и метаморфными слоями InGaP и InGaAs, выращенные на подложке GaAs. Экспериментально было показано, что применение метаморфного слоя InGaP с градиентным составом для создания фотодиодов с активной областью InGaAs позволяет улучшить спектральные характеристики и кристаллическое качество структуры, а также уменьшить темновой ток в 10 раз по сравнению с фотодиодами, изготовленными на основе гетероструктур с метаморфными слоями InGaAs.

Для регистрации лазерного излучения требуются фотоприемники с узкой спектральной полосой чувствительности. Наиболее подходящим материалом для создания активной области фотоприемников на длину волны 1,06 мкм является InGaAs, выращенный на подложке GaAs [1]. В работе [2] описана структура фотоприемника на диапазон длин волн 0,94 – 1,06 мкм с активной областью InGaAs, выращенная на подложке GaAs с буферным слоем InGaP, который формировался посредством роста нескольких десятков тонких слоев постоянного состава. В случае освещения через подложку полоса спектральной фоточувствительности таких фотоприемников определяется с длинноволновой стороны шириной твердого раствора, а с коротковолновой – шириной запрещенной зоны подложки.

В настоящей работе приведены результаты исследований InGaAs фотоприемников с InGaP метаморфным буферным слоем градиентного состава. Такой метаморфный буфер позволит снизить концентрация дефектов в активной области и, тем самым, уменьшить величину темнового тока фотодиодов. В работе также проведено сравнение электрофизических характеристик полученных фотодиодов с характеристиками фотодиодов аналогичной конструкции с метаморфным буферным слоем InGaAs.

Экспериментальные образцы

Исследуемые фоточувствительные структуры получены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в горизонтальном кварце-

вом реакторе. На подложке GaAs растился буферный слой GaAs, метаморфный слой InGaAs или InGaP со ступенчатым изменением состава, затем активная область InGaAs (табл. 1). Со стороны структуры были нанесены AuGe омические контакты методом термического испарения в вакууме, затем, была вытравлена меза с диаметром 1 мм. Со стороны подложки омические контакты наносились методом электроискрового вжигания Sn. Поверхность образцов подвергалась реактивному ионному травлению в атмосфере кислорода и последующему термическому окислению.

Таблица 1. Конструкция исследуемых структур

№ слоя	Слой	Толщина слоя, нм
	n^+ - GaAs	подложка
1	n - GaAs	150
2	n -InGaAs или n - InGaP	1200
3	n - InGaAs	150
4	i - InGaAs	450
5	p - InGaAs	300

Результаты и обсуждение

Спектральные характеристики фототока структур с метаморфными буферными слоями InGaAs (рис. 1) и InGaP (рис. 2) находятся в диапазоне 0,91 – 1,05 мкм, а максимумы фоточувствительности приходятся на длины волны 1,05 мкм и 1,03 мкм, соответственно. При этом, хорошо видно, что спектр образцов на основе структуры с метаморф-

ным слоем InGaAs имеет форму, близкую к треугольной, что может быть вызвано поглощением излучения в метаморфном InGaAs слое. Образцы на градиентном метаморфном буферном слое InGaP имеют форму более приближенную к прямоугольной поскольку слой InGaP пропускает излучение в данном диапазоне длин волн.

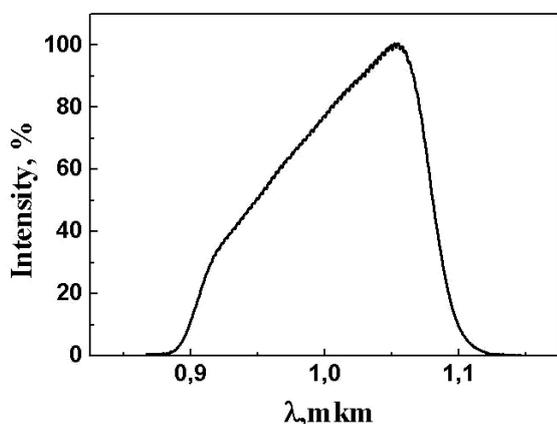


Рис. 1. Спектральная зависимость фототока фотодиодов, изготовленных на основе гетероструктур с метаморфным буферным слоем InGaAs

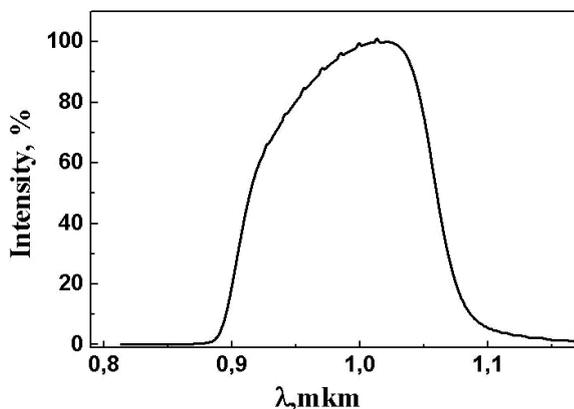


Рис. 2. Спектральная зависимость фототока фотодиодов, изготовленных на основе гетероструктур с метаморфным буферным слоем InGaP

На рис. 3. приведены обратные темновые вольт-амперные характеристики фотодиодов с буферными слоями InGaP (1) и InGaAs (2). Хорошо видно, что обратный ток фотодиодов с метаморфным слоем InGaP в 10 раз меньше, по сравнению с обратным током фотодиодов, изготовленных на основе гетероструктур с метаморфными слоями InGaAs. Возможно, это связано с более высоким кристаллическим качеством активной области, выращенной на метаморфном слое InGaP. Значения обратных токов фотодиодов, изготовленных на основе струк-

тур с метаморфным буферным слоем InGaP, составили 50 нА при смещении -3 В.

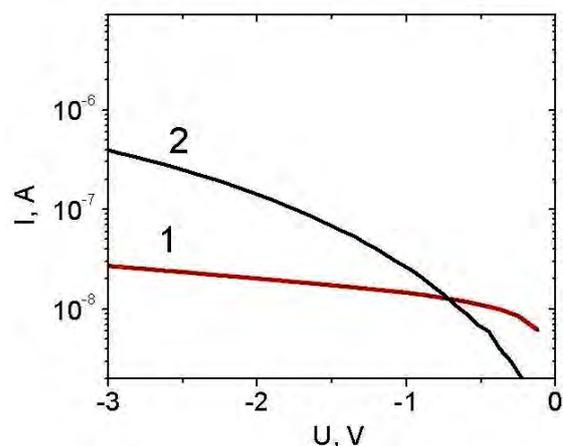


Рис. 3. Обратные вольт-амперные характеристики фотодиодов изготовленных из гетероструктур с метаморфными буферными слоями InGaP (1) и InGaAs (2)

С целью исследования кристаллического качества полученных структур, проведены измерения шероховатости поверхности. Результаты показали, что более гладкую поверхность имеют структуры с буферным слоем InGaP (средний размер неровностей составляет 4 нм) по сравнению со структурами, выращенными на буферном слое InGaAs (средний размер неровностей составляет 6,8 нм).

Таким образом, экспериментально было показано: для создания фотодиодов с активной областью InGaAs для работы в области 1 мкм применение метаморфного слоя InGaP с градиентным составом предпочтительнее по сравнению с метаморфными слоями InGaAs.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам № СП-109.2016.3 и гранта РФФИ проект № 18-37-00357_мол_а.

Авторы выражают благодарность сотруднику НИФТИ ННГУ А.В. Здравейцеву за содействие в подготовке структур и сотруднику ИФМ РАН П.А. Юнину за содействие в измерении шероховатости поверхности исследуемых структур

Литература

1. Л.М. Канская, А.Ю. Куликов // ПЖТФ, Т.21, В.5, С.21. 1995.
2. Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева // Сборник трудов конференции НИИ измерительных систем им. Ю.Е. Седакова, С.102, 2014.

Моделирование фотонно-кристаллических резонаторов на базе кремниевых структур: роль параметров и ошибок процессирования

С.М. Сергеев^{1*}, М.В. Степихова^{1,2}, А.В. Новиков^{1,2}, Н.А. Байдакова¹, З.Ф. Красильник^{1,2}

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

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950 Нижний Новгород, Россия

* sj@ipmras.ru

В работе приводятся результаты теоретических расчетов фотонно-кристаллических (ФК) резонаторов на базе кремниевых структур. Методом конечных элементов (FEM) рассчитаны спектры резонатора с линейной (L3) геометрией дефекта в ФК. С целью моделирования неидеальности отверстий в реальном фотонном кристалле, рассчитаны ФК с отверстиями эллиптической формы, с упорядоченной и произвольной ориентацией в кристалле. Приведено сравнение полученных результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Введение

Резонаторы пониженной размерности, т.е. резонаторы с размерами, сравнимыми с длиной волны излучения, являются в настоящее время объектами интенсивных исследований, что обусловлено, с одной стороны - открывающимися новыми возможностями исследования фундаментальных явлений взаимодействия света с веществом в таких резонаторах, с другой – широкими возможностями их практических применений. Такие резонаторы используются в качестве модельных объектов в рамках исследований явлений квантовой электродинамики, нелинейной оптики, для создания лазеров с предельно низким порогом генерации, однофотонных источников излучения и др.

В данной работе приводятся результаты расчета ФК резонаторов, формируемых на кремниевых структурах, в частности, на структурах SOI/n(Ge QDs – Si) с периодической последовательностью слоев наностроек Ge(Si) (Ge Qds). Теоретический расчет ФК резонаторов предпринимался с целью анализа полученных экспериментальных данных, оценки роли неоднородностей, возникающих в процессе их изготовления.

Результаты и обсуждение

Рассчитываемый ФК представлял собой гексагональную решетку отверстий с линейным (L3) дефектом, формирующим резонатор (рис. 1а). Диаметр отверстий ФК $d = 240$ нм, период $a = 390$ нм. Дефект L3 в кристалле формируется тремя пропущенными отверстиями. Резонатор с такими параметрами был сформирован на структуре SOI/n(Ge

QDs – Si) с толщиной волноводного слоя (слоя на оксиде кремния) $h = 250$ нм и исследовался методом микро-фотолуминесценции [1].

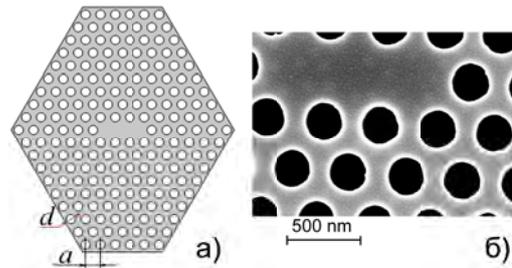


Рис. 1. а) - Модель ФК резонатора, используемая в расчётах; б) – снимок, полученный методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), участка ФК резонатора, сформированного на структуре SOI/n(Ge QDs – Si)

Для расчёта ФК резонаторов в работе использовался метод конечных элементов (FEM) [2]. Решалась двумерная задача, конечная толщина резонатора учитывалась через эффективный показатель преломления (в нашем случае $n_{eff} = 2.923$), аналогично тому, как это делается для планарных волноводов [3]. На внешних границах ФК выбирались рассеивающие граничные условия.

Результаты расчета в сравнении с экспериментальными данными приведены на рис. 2. Как видно из рисунка, спектральное положение высокодобротных мод, полученных из теоретического расчета, хорошо согласуется со спектральным откликом сигнала ФЛ резонатора, сформированного на структуре SOI/n(Ge QDs – Si). Структура э/м поля высокодобротных мод приведена на рис. 3. Заметим, что, не смотря на схожесть спектрального отклика, добротность мод резонатора, полученная в эксперименте, существенно отличается от теорети-

чески рассчитанной. Причиной этого может быть неидеальность отверстий, формируемых в реальном ФК. Последнее хорошо видно на снимках СЭМ (рис. 1б) исследованного резонатора.

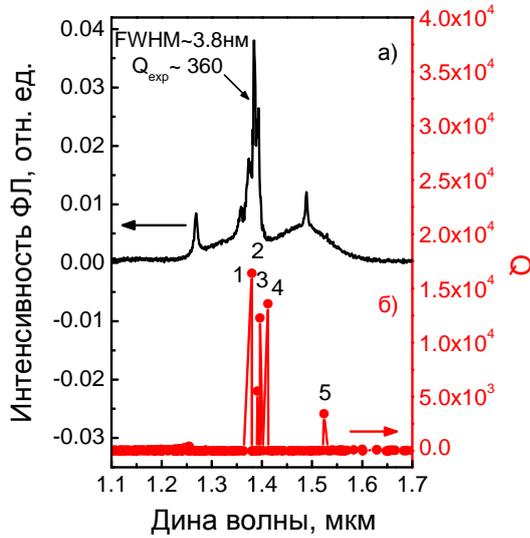


Рис. 2. а) – измеренный методом микрофотоплюмисценции люминесцентный отклик ФК с резонатором L3; б) – результаты теоретического расчета исследованного резонатора

В простейшем случае неидеальность отверстий можно смоделировать заменой круглых отверстий эллиптическими. Такие расчеты были проведены для эллиптических отверстий с соотношением длин осей эллипса: $d_x = 1.1 d_y$; $d_y = d$. Рассчитывались ФК с эллиптическими отверстиями, упорядоченными вдоль и перпендикулярно оси L3 дефекта, а также с произвольной ориентацией в ФК. Схематически примеры произвольной ориентации эллиптических отверстий приведены на вставках к рис. 4. Результаты расчетов показывают, что введение эллиптических отверстий не только не уменьшает, а даже увеличивает добротность рассчитываемого резонатора. Так, при горизонтальном расположении осей

эллиптических отверстий добротность резонатора возрастала до $4.7 \cdot 10^4$, при вертикальном расположении максимальное значение добротности достигало $1.6 \cdot 10^5$, при этом максимум высокодобротной моды смещался примерно на 60 нм в коротковолновую область. Расчеты ФК резонаторов с произвольной ориентацией эллиптических отверстий, очевидно, представляют собой промежуточный случай. Добротность и спектральное положение высокодобротных мод в таких резонаторах будут определяться преобладанием той или иной ориентации эллиптических отверстий в фотонном кристалле. При этом, в зависимости от ориентации, добротность таких резонаторов также может варьироваться в широких пределах (рис. 4).

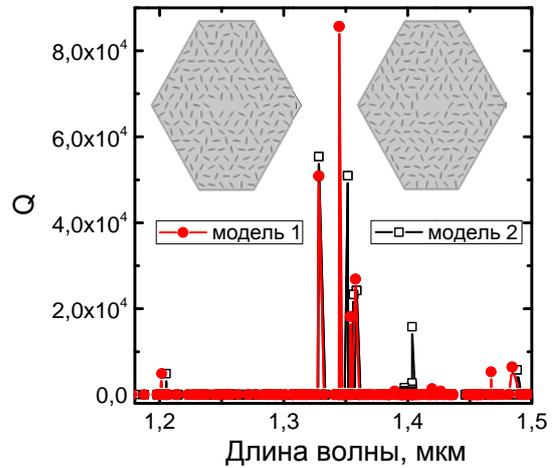


Рис. 4. Результаты расчета ФК резонатора с эллиптическими отверстиями, произвольно ориентированными в ФК. На вставках схематически показаны рассчитанные модели резонаторов с произвольно ориентированными отверстиями эллиптической формы

Работа поддержана РФФИ (проект #16-32-00459-мол_а) и программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

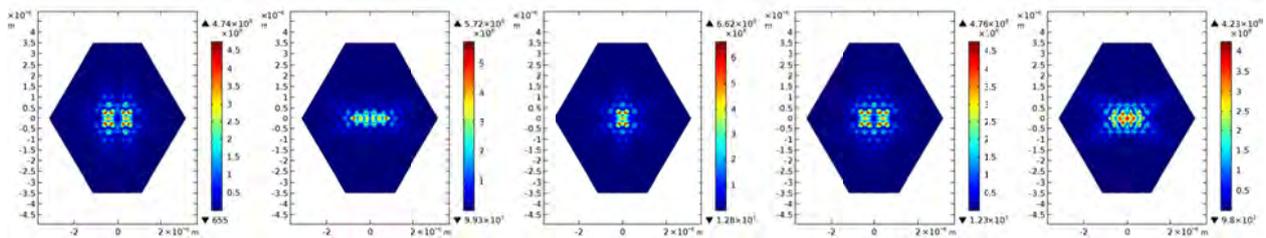


Рис. 3. Распределение интенсивности э/м поля высокодобротных мод в ФК резонаторе с L3 дефектом. Моды на рисунке приведены в последовательности (1 – 5), указанной на рис. 2б)

Литература

1. С.М. Сергеев и др. // Тезисы докладов XIII Российской конференции по физике полупроводников, 2-6 октября 2017г., Екатеринбург, с.375.

2. I. Andonegui, A.J. Garcia-Adeva // Optics Express V. 21, 4072 (2013).
3. G.V. Hocker // Applied Optics, V. 16, 113 (1977).

Солнечный элемент на основе нитевидных нанокристаллов с радиальным гетеропереходом

Н.В. Сибирев^{1,3}, К.П. Котляр^{2,*}, А.А. Корякин¹, И.В. Штром⁴, Е.В. Убийвовк³,
И.П. Сошников^{2,*}, Р.Р. Резник¹, А.Д. Буравлев², Г.Э. Цырлин²

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

² Академический университет, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021.

³ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, Санкт-Петербург, 199034

⁴ Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, Рижский пр. 26, Санкт-Петербург, Россия, 190103

*NickSibirev@corp.ifmo.ru, Sibirev@mail.ioffe.ru

В докладе представлены результаты экспериментов по созданию солнечных элементов на основе AlGaAs/GaAs/AlGaAs нитевидных нанокристаллов с радиальным гетеропереходом.

Введение

Нитевидные нанокристаллы (ННК) обещают со временем стать основой солнечных элементов (СЭ) третьего поколения. Во-первых, использование ННК позволяет резко снизить расход особо чистых материалов. Во-вторых, малый поперечный размер ННК позволяет создавать бездефектные гетеропереходы, так как упругие напряжения из-за рассогласования решеток быстро исчезают на боковых стенках ННК.

Особенно велик выигрыш для аксиальных гетероструктур в ННК, однако выигрыш для радиальных гетероструктур по сравнению с тонкими пленками, тоже заметен. В-третьих, ННК с радиальным p-n или p-i-n гетеропереходом позволяют независимо оптимизировать условия для поглощения света и разделения заряда, ключевых для создания солнечных элементов и фотодетекторов. Кроме того использование массива ННК уменьшает коэффициент отражения.

Результаты и обсуждение

В настоящем докладе приводятся результаты по формированию солнечных элементов на основе (Al,Ga)As ННК с радиальным гетеропереходом. Образцы AlGaAs/GaAs/AlGaAs ННК были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии, при этом слои (Al,Ga)As были легированы Si или Be, а слой GaAs оставлен не легированным. Центральную часть (Al,Ga)As ННК растили по механизму пар-жидкость-кристалл с использованием золотого катализатора при температуре 500-550°C.

Далее температура опускалась до 340°C, ниже Au-Ga эвтектики, и выключался источник алюминия. Катализатор на вершине ННК замерзал, аксиальный рост ННК прекращался, и образовывался промежуточный GaAs слой. Для образования внешнего (Al,Ga)As слоя температуру слегка повышали и включали источник алюминия.

На рис. 1 представлено РЭМ изображение полученного массива ННК.

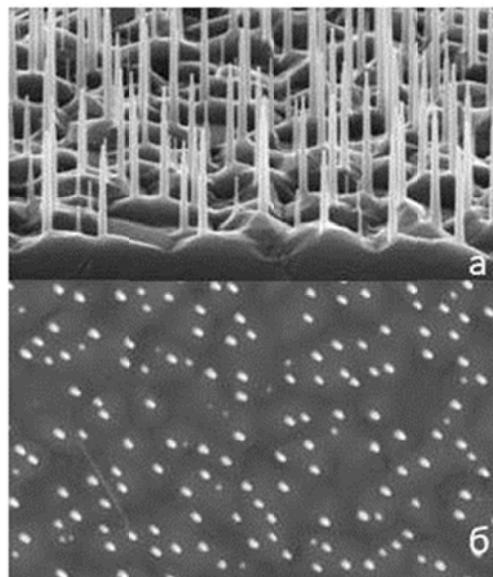


Рис. 1. РЭМ изображения массива ННК: (а) вид в изометрии, (б) вид сверху

На рис. 2 дано ПЭМ изображение ННК. Видно (Al,Ga)As ядро ННК, нелегированная оболочка GaAs, и внешняя (Al,Ga)As оболочка.

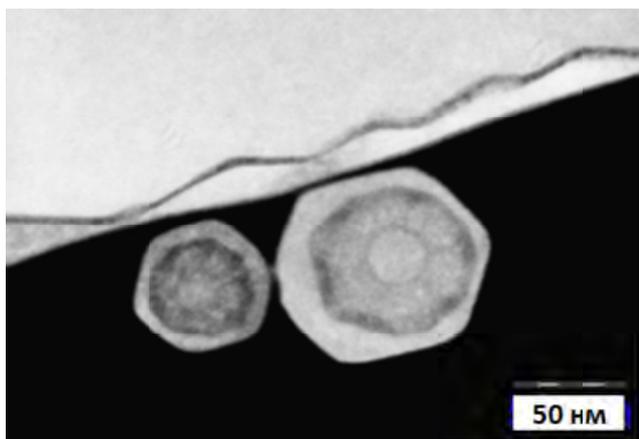


Рис. 2. ПЭМ изображения (Al,Ga)As ННК

Далее ансамбль нитевидных нанокристаллов был покрыт слоем прозрачного диэлектрика. В качестве нижнего контакта – контакта к центральной части ННК использовалась подложка, на которую после роста были нанесены подслои золота и германия. Верхний контакт – контакт к внешней оболочке ННК был сделан методом магнетронного осаждения оксида индия-олова. Фотография полученной структуры представлена на рис. 3.



Рис. 3. Фотография солнечного элемента

Далее была измерена спектральная характеристика и вольт-амперная характеристика солнечного элемента, представленные на рис. 4.

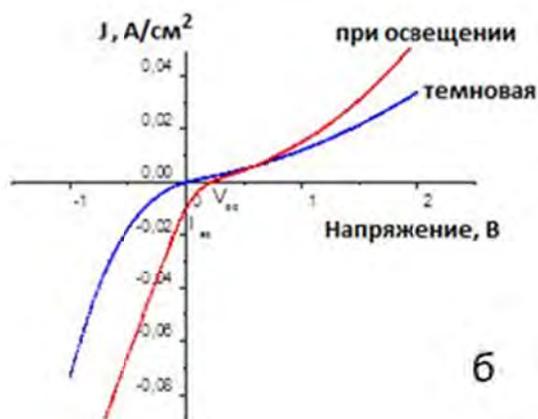
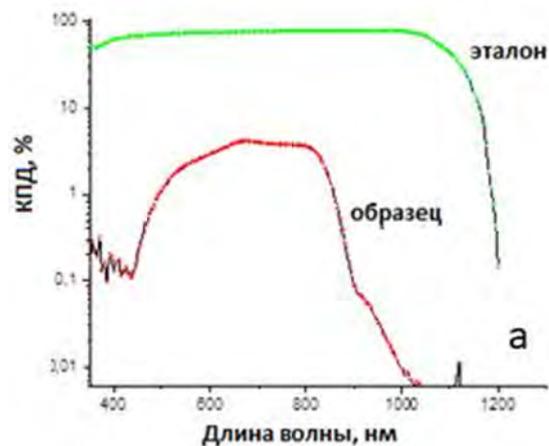


Рис. 4. Спектральная характеристика полученного солнечного элемента (а) ВАХ полученного солнечного элемента на основе ННК при освещении и без освещения

В работе была показана принципиальная возможность создания солнечного элемента на основе ННК с радиальным гетеропереходом. Относительно низкий КПД полученного солнечного элемента, по всей видимости, связан с недостаточным уровнем легирования внешнего слоя ННК.

Применение метода кинетического Монте-Карло для исследования влияния джоулева разогрева на ВАХ процесса электроформинга в мемристивных структурах на основе стабилизированного диоксида циркония

К.В. Сидоренко^{1,*}

¹ Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

*Oknerodisian@rambler.ru

В работе производится компьютерный расчет распределения температуры в модельном объеме конденсаторной структуры Au/Zr/ZrO₂(Y)/TiN/Ti при приложении к ней внешнего напряжения и исследуется влияние температурного градиента на формирование в такой структуре проводящих шнуров и состояние ее сопротивления.

Введение

Стабилизированный диоксид циркония ZrO₂(Y) является перспективным диэлектриком для использования в мемристивных структурах, однако микроскопическая теория процессов, происходящих в таких структурах при проведении электроформинга, остается к настоящему моменту не построенной. Ранее, в работе [1] обсуждалось влияние джоулева разогрева на процессы формовки и резистивного переключения. Однако учет выделения и переноса тепла производился путем решения уравнения теплопроводности, что, в данном случае, не применимо, поскольку характерные размеры мемристивных структур много меньше длины свободного пробега фононов. Корректное рассмотрение процесса переноса тепла в тонкопленочных структурах осуществляется путем решения кинетического уравнения Больцмана для фононов.

Постановка задачи и способ моделирования

В работе методом Монте-Карло производится самосогласованный расчет процесса электроформинга, который включает в себя моделирование протекания ионного и электронного токов, а также выделение джоулева тепла в тонком диэлектрическом слое ZrO₂(Y) при приложении к нему внешнего напряжения. Совокупность этих процессов приводит в нашей модели к формированию проводящего шнура (филамента) из массива кислородных вакан-

сий и последующему его росту, который изменяет сопротивление структуры.

Моделируемый объем конденсаторной структуры, в которой симулируется протекание ионного и электронного токов, а также кинетика фононного газа задается областью простой кубической решетки в виде прямоугольного параллелепипеда со сторонами 16 × 16 × 40 нм (рис. 1).

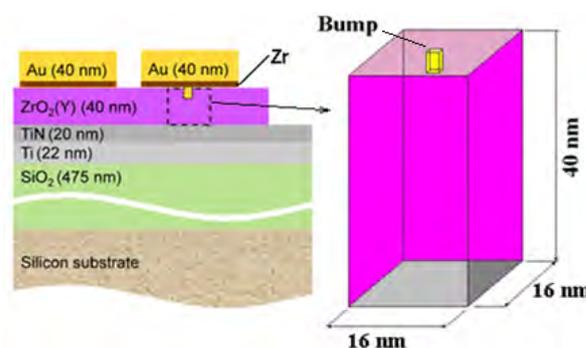


Рис. 1. Схематичный срез конденсаторной структуры Au/Zr/ZrO₂(Y)/TiN/Ti. Вынесенный фрагмент демонстрирует модельный объем для компьютерного расчета. В центре верхнего контакта показан зародыш филамента

Для исследования влияния джоулева разогрева на движение кислородных вакансий в объеме диэлектрика и формирование проводящего филамента было проведено моделирование распределения температуры в рабочем объеме мемристивной структуры, при протекании через нее электронного тока. Результаты моделирования представлены на рис. 2.

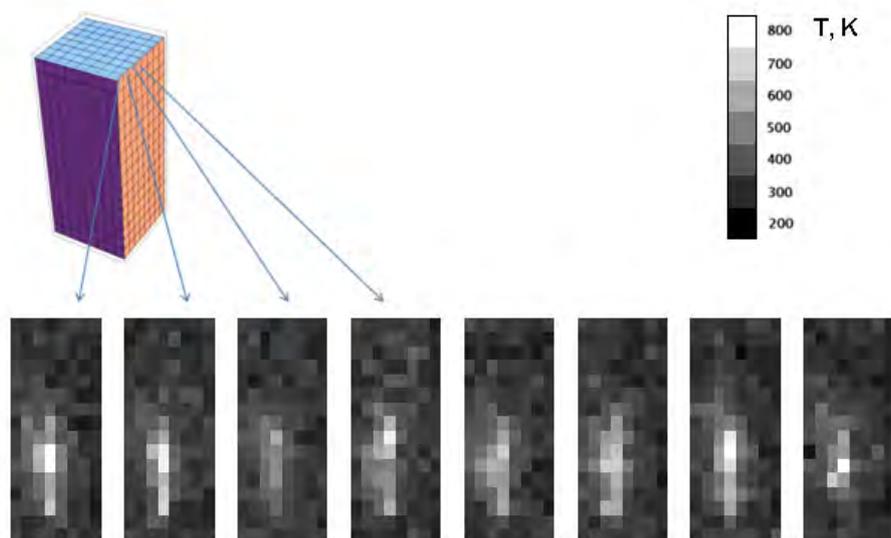


Рис. 2. Томограмма распределения температуры в ячейках модельного объема исследуемой мемристивной структуры под воздействием внешнего напряжения в 1 В

Результаты и обсуждение

Из представленной температурной томограммы видно, что в процессе протекания тока через массив кислородных вакансий выделяется значительное количество энергии и в пространственной области над зародышем филамента температура достигает значений 800 К. Такой значительный нагрев кристаллической решетки эквивалентен, как следует из закона Аррениуса, эффективному понижению потенциального барьера для прыжков вакансий в 2.5 раза и увеличению вероятности прыжка в 2×10^6 раз. Из приведенных данных следует несколько выводов: при моделировании движения кислородных вакансий с учетом джоулева разогрева, решающим фактором при формировании проводящих шнуров будет являться не электрическое поле, а наличие градиента температуры. Электрическое поле, при этом, будет играть косвенную роль – наибольшее количество джоулевой энергии будет выделяться в области максимальной концентрации поля, то есть в районе вершин проводящих шнуров. Второй вывод касается величин потенциальных барьеров для прыжков вакансий. На сегодняшний день, не существует абсолютно точных данных о величинах энергии активации ионного тока в $ZrO_2(Y)$. Расчеты из первых принципов дают значения около 0.58 эВ [2], из экспериментальных данных [3] следуют значения в два раза выше – 1.16 эВ. Если принять за истину первое значение потенциального барьера, то среднее время одного

прыжка вакансии при температуре 800 К будет составлять $\sim 10^{-10}$ с, а время всего процесса электроформинга около 1 мс, что полностью противоречит данным эксперимента. В реальном эксперименте формовка проходит за время порядка нескольких десятков секунд. Для потенциального барьера в 1.16 эВ, время одного прыжка вакансии при температуре 300 К составляет ~ 1 год, а при увеличении температуры до 800 К уменьшается до 1 мкс, что, во-первых, объясняет длительность процесса форминга и резкий переход в состояние с низким сопротивлением, а во-вторых, объясняет, почему мемристивные структуры сохраняют состояние сопротивления несколько лет. Таким образом, истинное значение энергии активации для ионного тока в $ZrO_2(Y)$ должно лежать в области 1 эВ.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках базовой части Госзадания 16.7864.2017/БЧ.

Литература

1. A. Padovani et al. // IEEE Transactions on Electron Devices, V. 62, pp. 1998-2006 (2015).
2. R. Krishnamurthy et al. // J. Am. Ceram. Soc., V. 87, pp. 1821-1830 (2004).
3. Н. Токий и др. // Физика твердого тела, Т. 53, № 9, С. 1732 - 1736 (2011).

Структурные и излучательные свойства Ge(Si) квантовых точек, упорядоченных на поверхности Si(001)

Ж.В. Смагина^{1,*}, В.А. Зиновьев¹, А.В. Ненашев^{1,2}, Г.К. Кривякин^{1,2}, С.А. Рудин¹, А.Н. Яблонский³, М.В. Степихова³, А.В. Новиков³, А.В. Двуреченский^{1,2}

1 Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, 630090.

3 Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл., д. Афонино, ул. Академическая, д. 7, 603087.

* smagina_isp@mail.ru

Определены условия роста Ge/Si структур с пространственно упорядоченными квантовыми точками. Исследованы структурные и оптические свойства нанообъектов с упорядоченными квантовыми точками. Представлены результаты моделирования Монте-Карло роста Ge на структурированной подложке Si, объясняющие экспериментальные данные.

Введение

За последние десятилетия значительное внимание привлекли к себе полупроводниковые гетероструктуры, выращенные на специально подготовленных (структурированных) подложках, содержащих центры зарождения трёхмерных самоформирующихся наноостровков (квантовых точек). Рост на структурированных подложках является одним из способов контроля мест зарождения нанообъектов и их упорядочения в пространстве [1, 2]. Упорядочение квантовых точек (КТ), в свою очередь, является ключевым для их практического применения в микро- и наноэлектронных устройствах [3]. В данной работе методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии, микро-спектроскопии комбинационного рассеяния света и микрофотолюминесценции исследовано влияние глубины затравочных областей (ямок) и периода их расположения на зарождение, структурные параметры и излучательные свойства самоформирующихся Ge(Si)/Si(001) КТ.

Методика эксперимента

С помощью электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления на подложке Si создавались массивы ямок, имеющих круглую форму, периодически расположенных на расстоянии от 0.5 мкм до 4 мкм относительно друг друга.

На структурированную поверхность методом молекулярно-лучевой эпитаксии осаждали слой Ge толщиной, достаточной для зарождения КТ в ямках, но меньшей, чем критическая толщина зарождения КТ на плоской поверхности. Установлены зависимости пространственного расположения германиевых КТ от температуры, формы ямок, их глубины и периода расположения на подложке. Определены оптимальная форма ямок и условия роста, обеспечивающие зарождение КТ внутри ямок в процессе гетероэпитаксии Ge на Si.

Для объяснения экспериментальных результатов было проведено Монте-Карло моделирование осаждения Ge на структурированную подложку Si. Использовалась разработанная ранее модель гетероэпитаксиального роста [4]. В основе модели лежит алмазоподобная кристаллическая решетка. Данная модель учитывает распределение упругой деформации в кристалле в процессе роста, что позволяет отслеживать энергетически более выгодные участки для скопления осаждаемого материала еще до зарождения островков. В качестве подложки использовался участок Si размерами 27x27x13.5 нм с периодическими граничными условиями. По центру подложки располагалась ямка в форме перевернутого конуса с диаметром основания 13.5 нм и углом наклона боковых стенок от 30° до 60°. Моделировалось осаждение 3.5 монослоев (МС) Ge на подложки с ямками с заостренной и с плоской (усеченный конус) формой дна. Скорость осаждения Ge составляла 0.1 МС/с при температурах 425°C и 450°C.

Результаты и обсуждение

Обнаружено, что осаждение 4-х МС Ge при температуре 700°C и глубине ямок 15 – 20 нм приводит к зарождению и росту наноостровков только внутри ямок (рис. 1, а). При этом островки имеют форму пирамид с прямоугольным основанием, стороны которого ориентированы в направлениях $\langle 100 \rangle$. В структурах с ямками глубиной ≥ 50 нм происходит обрамление ямок квантовыми точками (островки растут по периферии ямок, рис. 1, б). При промежуточных глубинах островки зарождаются как в ямках, так и вокруг них.

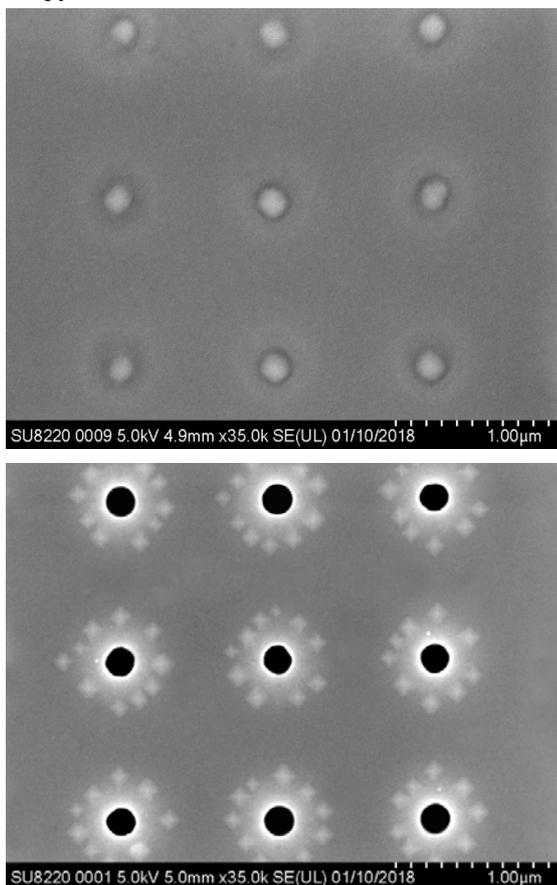


Рис. 1. Снимки упорядоченных массивов КТ, полученных с помощью сканирующего электронного микроскопа. Глубина ямок: а – 20 нм, б – 50 нм

Результаты моделирования показали, что в ямках с острым дном островки зарождаются внутри по центру ямок, а в ямках с плоским дном — снаружи по периметру ямок. Установлен механизм, по которому происходит зарождение островков в том и другом случае. Распределение плотности энергии упругой деформации показало, что после осаждения 2 МС Ge на подложку Si с ямкой с острым дном, слой Ge оказывается менее напряжен

на дне по центру ямки. С увеличением количества осажденного материала эта область остается наиболее релаксированной, обуславливая накопление в ней атомов Ge и зарождение трехмерного островка. В случае ямок с плоским дном различие в распределении плотности упругой энергии проявляется уже после осаждения 2 МС Ge, а именно отсутствует выраженный минимум. При толщине осажденного слоя 2.5 МС наиболее релаксированные области расположены на дне ямки вблизи ее стенок. При последующем осаждении Ge эти области поднимаются вдоль стенок ямки к ее внешней границе, обуславливая накопление атомов Ge и, следовательно, зарождение островков по периметру ямки. Таким образом, положение островков определяется исходной формой дна ямок на стадии их заполнения Ge. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными.

Для исследования структурных и оптических свойств Ge(Si) КТ, упорядоченных на поверхности Si(100), были выращены образцы, содержащие 4 слоя вертикально и латерально упорядоченных одиночных КТ Ge. Обнаружено, что интегральная интенсивность линии комбинационного рассеяния света от Ge-Ge связей растёт почти линейно с увеличением периода решетки ямок, а количество Ge, идущего на образование одной КТ, практически не меняется. Среднее содержание Ge в КТ составляет 36%. Влияние периода решетки затравочных ямок на свойства КТ прослеживается и в их люминесцентном отклике. Ярко выраженный сигнал фотолюминесценции от КТ для структур с периодом 1 мкм и больше наблюдается в диапазоне энергий 0.9 – 1.0 эВ. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00931-П). Исследования люминесценции структур проводилось в ИФМ РАН, Нижний Новгород.

Литература

1. G. Vastola et al. // Phys. Rev. B, V. 84, 155415 (2011).
2. M. Grydlik et al. // Appl. Phys. Lett. 106, 251904 (2015).
3. M. Schatzl et al. // ASC Photonics, 4 (3), 665 (2017).
4. П.Л. Новиков et al. // Журнал «Российские нанотехнологии», т. 10, №3-4, с. 26-34 (2015).

Биполярная остаточная фотопроводимость в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с квантовыми ямами

К.Е. Спирин^{1*}, Д.М. Гапонова¹, А.М. Кадыков¹, Н.Н. Михайлов^{2,3}, С.А. Дворецкий²

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

² Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

³ Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 603090

*spirink@ipmras.ru

Исследовались эффекты остаточной фотопроводимости в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с двойными квантовыми ямами (ДКЯ). Показано, что фотопроводимость (ФП) в данной системе имеет биполярный характер, т.е. присутствует как положительная, так и отрицательная остаточная фотопроводимость в зависимости от длины волны подсветки.

Введение

Неослабевающий интерес исследователей к гетероструктурам на основе HgTe/CdHgTe связан с рядом замечательных свойств, которыми обладает данная система. Так, например предсказание состояния квантового спинового эффекта Холла [1] стимулировало возрождение интереса к топологическим фазам в твердом теле. В последовавших работах было теоретически показано [2] и экспериментально продемонстрировано [3] существование фазы двумерного (2D) топологического изолятора (ТИ) в квантовых ямах (КЯ) HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной. Удобным вспомогательным инструментом при исследовании зонной структуры полупроводников является возможность изменения концентрации в процессе эксперимента. Универсальным способом реализации такой возможности является изготовление образцов с затвором, что является, зачастую, технологически сложной задачей.

Другим методом изменения концентрации носителей в образце является использование эффекта остаточной фотопроводимости (ОФП) (см., например, [4]). Ранее мы неоднократно использовали эффект положительной остаточной фотопроводимости в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с одиночной КЯ (см., например, [5]). В настоящей работе сообщается о первых наблюдениях эффекта биполярной остаточной фотопроводимости в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с КЯ. Выполнены спектральные исследования, продемонстрировавшие возможность последовательного изменения концентрации, как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения.

Эксперимент

Исследовался образец с двойной КЯ, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs(013) на метаморфном буфер CdTe, и содержащий нижний барьер Cd_{0.58}Hg_{0.42}Te толщиной около 30 нм, два слоя HgTe толщиной 7.5 нм, разделенных барьером CdHgTe такого же состава шириной 3 нм, верхний барьер Cd_{0.58}Hg_{0.42}Te толщиной около 30 нм и покрывающий слой CdTe толщиной 40 нм. Структура специально не легировалась, при охлаждении в нем наблюдалась темновая концентрация дырок $\sim 7 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, обусловленная очевидно ионизацией нейтральных акцепторов (предположительно вакансий ртути) в прилегающих к КЯ барьерных слоях.

При исследовании остаточной фотопроводимости образцы размещались в гелиевом криостате при $T = 4.2 \text{ К}$. К образцу размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ подпаивались два индиевых полосковых омических контакта по краям. Через образец пропускался постоянный ток 10 $\mu\text{А}$. С помощью гибкого многожильного светодиода образец освещался монохроматическим излучением с выхода решеточного монохроматора МДР-23 [4]. Измерялось изменение сопротивления образца от длины волны падающего излучения.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведен спектр ОФП в гетероструктуре HgTe/CdHgTe с ДКЯ, измеренный двумя способами: при непрерывной развертке длины волны (от коротких волн к длинным) – линия и по точкам (от длинных волн к коротким) – символы. Видно, что имеет место хорошее совпадение результатов.

Пунктирной линией показано темновое сопротивление образца p -типа. В спектре наблюдается несколько особенностей, отвечающих разным процессам, протекающим в образце под действием падающего излучения. Немонотонное поведение образца на начальной участке развертки (при $\lambda \sim 320$ – 400 нм) характеризуется процессом смены типа проводимости. Как было установлено по результатам холловских измерений после освещения образца высокоэнергетичными квантами (синим светодиодом), в образце происходит смена p -типа проводимости на n -тип, и его сопротивление резко падает. Как видно из рисунка этот эффект продолжается до длины волны 780 нм, соответствующей ширине запрещенной зоны в CdTe. Это позволяет связать наблюдаемый эффект с межзонной генерацией электрон-дырочных пар в покрывающем слое CdTe (а возможно и в буферном слое CdTe ввиду малой оптической толщины «активной» части структуры). При этом высокоподвижные электроны «сваливаются» в КЯ, а тяжелые дырки захватываются, очевидно, на какие-то ловушки в барьерах. При длинах волн более 780 нм генерация электрон-дырочных пар прекращается, и сопротивление образца резко возрастает, что указывает на отсутствие свободных носителей в КЯ. Конечно, при этом продолжается генерация электрон-дырочных пар в барьерах $\text{Cd}_{0.58}\text{Hg}_{0.42}\text{Te}$ (ширина запрещенной зоны соответствует длине волны ~ 1800 нм), но в барьерах электроны могут эффективно захватываться на нейтральные акцепторы. По-видимому, устанавливается динамическое равновесие между межзонной генерацией пар и фотоионизацией акцепторов, которое с ростом длины волны смещается в сторону более эффективной ионизации акцепторов. В результате сопротивление образца снова падает, но теперь уже он становится p -типа. Наконец, с ростом длины волны более 1800 нм все межзонные процессы прекращаются, и сопротивление образца приближается к темновому значению.

Следует отметить, что при энергии кванта $\sim 2,5$ эВ ($\lambda \sim 500$ нм) в спектре фотопроводимости наблюдается ярко выраженный локальный максимум сопротивления. Природа данного максимума не очевидна и требует дальнейших исследований.

Подобные спектральные особенности наблюдались и в других КЯ HgTe/CdHgTe (как двойных, так и одиночных) как p -, так и n -типа проводимости (селективно легированных, в последнем случае измерения сопротивления были гораздо слабее), что

говорит об универсальности обнаруженного эффекта биполярной фотопроводимости.

Таким образом, нами продемонстрировано, что в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами наблюдается сильная зависимость проводимости образца от длины волны падающего излучения, позволяющая перестраивать сопротивление образца до 45 раз. Наличие такой зависимости позволяет в процессе различных экспериментальных исследований простым методом добиваться существенного изменения концентрации носителей вплоть до изменения типа проводимости.

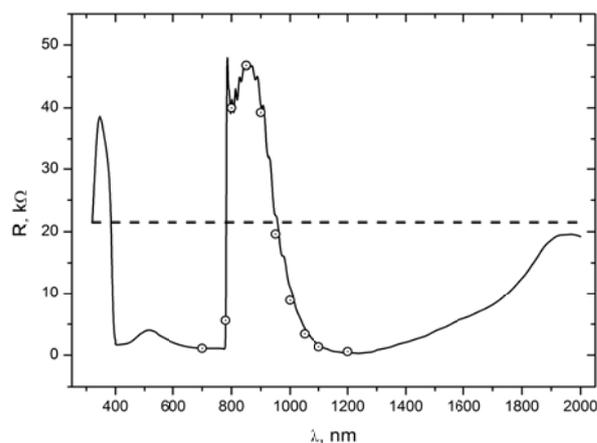


Рис. 1. Спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктуре HgTe/CdHgTe с ДКЯ (ширина ям 7.5 нм, ширина барьера $\text{Cd}_{0.58}\text{Hg}_{0.42}\text{Te}$ 3 нм). Символы и сплошная линия — две различные методики определения остаточной фотопроводимости (аналогично [4])

Работа выполнена при поддержке РФФИ (16-02-00672) и РАН. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

Литература

1. C.L. Kane, E.J. Mele // *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 146802 (2005).
2. B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang // *Science*, **314**, 1757 (2006).
3. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang // *Science*, **318**, 766 (2007).
4. В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.М. Гапонова и др. // *ФТП*, том 39, вып. 1, с.30 (2005).
5. А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, К.Е. Спирин и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 2010. Т. 92. вып. 11–12, С. 837–841 (2010).

Особенности процессов излучательной рекомбинации в низкоразмерных фотонно-кристаллических резонаторах, сформированных на базе светоизлучающих структур с Ge(Si) nanoостровками

М.В. Степихова^{1,2,*}, А.Н. Яблонский¹, Е.В. Скороходов¹, М.В. Шалеев¹, С.М. Сергеев¹, Д.Е. Уткин³, V. Rutckaia⁴, А.В. Новиков^{1,2}, З.Ф. Красильник^{1,2}

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

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

⁴ Centre for Innovation Competence SiLi-nano®, Martin-Luther-University Halle-Wittenberg, Karl-Freiherr-von-Fritsch-Str. 3, Halle (Saale), 06120, Germany.

*mst@ipm.sci-nnov.ru

В работе представлены результаты исследований фотонно-кристаллических резонаторов, сформированных на базе светоизлучающих кремниевых структур с самоформирующимися Ge(Si) nanoостровками. Обсуждаются наблюдаемые в фотонных кристаллах явления резонансного и нерезонансного усиления сигнала фотолюминесценции.

Введение

Интерес к низкоразмерным резонаторам, формируемым на базе полупроводниковых структур, вызван, с одной стороны – возможностями их использования в качестве модельных объектов для исследований фундаментальных законов квантовой электродинамики, с другой – возможностями создания на их основе перспективных устройств нелинейной оптики, микросенсорики, схем оптической обработки сигнала и др. [1]. Особый интерес представляют устройства оптической обработки информации на основе кремния, что диктуется необходимостью повышения быстродействия и производительности современных вычислительных схем.

В данной работе представлены результаты исследования фотонно-кристаллических (ФК) резонаторов, сформированных на базе светоизлучающих кремниевых структур с самоформирующимися Ge(Si) nanoостровками. Обсуждаются особенности люминесцентного отклика таких систем.

Методика эксперимента

Структуры с самоформирующимися Ge(Si) nanoостровками выращивались методом МПЭ на подложках «кремний на изоляторе» (SOI) и представ-

ляли собой решетку, состоящую из 5 слоев nanoостровков Ge(Si), разделенных слоями Si. Суммарная толщина структуры поверх слоя SiO₂ составляла ~ 250 нм. Для формирования ФК-резонаторов использовались методы электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления. В работе были получены резонаторы с линейной (L3) геометрией дефекта в фотонном кристалле. Период решетки фотонного кристалла (a) составлял $a = 450$ нм, 570 нм и 600 нм. Радиус отверстий (r) лежал в диапазоне $r/a = 0.2 \div 0.4$.

Исследования структур с ФК проводились методом спектроскопии микрофотолюминесценции (микро-ФЛ) в геометрии нормального падения возбуждающего и детектируемого лучей. Спектры ФЛ регистрировались с помощью Фурье-спектрометра Bruker IFS 125 HR, обеспечивающего спектральное разрешение до 0.05 см⁻¹, и Ge фотоприемника.

Пространственное разрешение системы (до 2 мкм) обеспечивалось объективами Mitutoyo M Plan APO (увеличение 50x и 10x). Для возбуждения сигнала ФЛ использовался твердотельный лазер с длиной волны излучения 532 нм, мощность излучения составляла 3 мВт. Все обсуждаемые далее результаты были получены при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены спектры микро-ФЛ, полученные для ФК с разными периодами решетки ($a = 450$ и 600 нм). На вставках к рисунку приведены снимки исследованных ФК, полученные методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), на которых схематично показаны области на образце, с которых регистрировался сигнал ФЛ. Спектры микро-ФЛ измерялись в области резонатора ($L3$ дефекта в ФК), в области ФК вне резонатора и вне фотонного кристалла (в непроцессированной области образца).

Для большинства исследованных ФК в области резонатора наблюдался интенсивный сигнал ФЛ, приблизительно на порядок превышающий сигнал ФЛ от непроцессированной области образца (рис. 1). Интересно, что природа наблюдаемого усиления сигнала ФЛ, также как и характер самих спектров, различны в разных ФК и зависят от их параметров. Так, в ФК с периодом решетки $a = 450$ нм, увеличение сигнала ФЛ наблюдалось только в области $L3$ -дефекта (рис. 1а), при этом спектр ФЛ имел явно выраженный резонансный характер – ширина линии ФЛ резонансного пика на полувысоте составляла ~ 3 нм.

Другая ситуация имела место в ФК с большими периодами решетки. В таких ФК также происходило усиление сигнала ФЛ, однако эффект усиления наблюдался не только в области резонатора, но и в областях ФК вне $L3$ -дефекта (рис. 1б), причем во втором случае усиление ФЛ было более значительным. Так, для ФК с периодом решетки $a = 600$ нм наблюдалось 16-ти кратное увеличение сигнала ФЛ, по сравнению с непроцессированной областью образца (рис. 1б). Наблюдаемые спектры ФЛ имели уширенный характер, явным образом не связанный с модами ФК-резонатора.

Наблюдаемое усиление ФЛ в полученных ФК может быть связано как с проявлениями эффекта Парселла [2], так и с эффектами взаимодействия излучающей среды с радиационными модами, локализованными в Γ точке зоны Бриллюэна фотонного кристалла [3]. Во втором случае усиление сигнала ФЛ не зависит от резонатора, а определяется параметрами ФК.

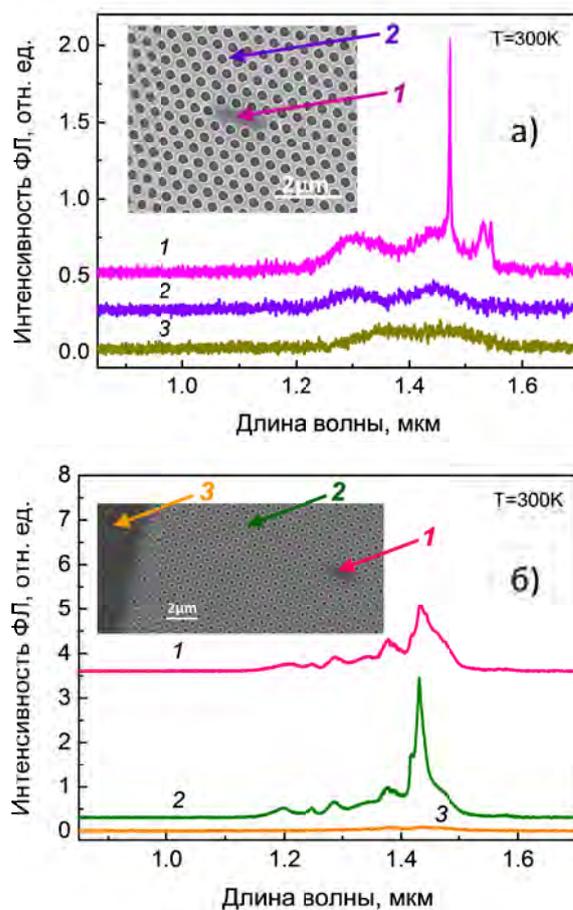


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ, измеренные в различных областях структуры с фотонными кристаллами: 1 – в области ФК-резонатора ($L3$ дефекта ФК); 2 – на ФК вне области $L3$ дефекта; 3 – вне ФК (в непроцессированной области образца). На вставках к рисунку приведены СЭМ снимки исследованных ФК, на которых стрелками показаны области структуры, с которых регистрировался сигнал ФЛ. На рисунках а) и б) приведены результаты, полученные для ФК со следующими параметрами: а) $a = 450$ нм, $r/a = 0.25$; б) $a = 600$ нм, $r/a = 0.2$

Основная часть работы поддержана РФФИ (проект #16-52-50017) и программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий». Электронная литография проводилась при поддержке РФФИ (проект 14-22-00143).

Литература

1. K.J. Vahala // *Nature*, V. 424, 839 (2003).
2. E.M. Purcell // *Physical Review*, V. 69, 681 (1946).
3. A. Mahdavi, G. Sarau, J. Xavier et al. // *Scientific Reports* V. 6, 25135 (2016).

Индукцированное микроволнами абсолютное отрицательное сопротивление двумерного электронного газа на цилиндрической поверхности

Д.Б. Султанов*, А.Б. Воробьёв, А.Ф. Булдыгин, А.И. Торопов

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*sultanov@isp.nsc.ru,

Наблюдалось абсолютное отрицательное сопротивление двумерного электронного газа на цилиндрической поверхности в магнитном поле под действием микроволнового излучения. Обнаружена сильная поляризационная зависимость эффекта.

Введение

Исследованию микроволнового отклика двумерного электронного газа (ДЭГ) посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ. Одним из наиболее ярких и спорных явлений в данной области является абсолютное отрицательное сопротивление (АОС), подразумевающее, что в системе возникает ток, направленный против приложенного электрического поля.

В нашей работе исследуются влияние микроволнового излучения на магнетотранспорт ДЭГ в полупроводниковых цилиндрических оболочках. В магнитном поле на поверхности цилиндрической оболочки создаётся градиент эффективного магнитного поля, управляющего движением электронов. Возникновение градиента магнитного поля приводит к изменению энергетического спектра ДЭГ [1], а также к формированию новых траекторий движения электронов [2]. В данной работе мы сообщаем о наблюдении абсолютного отрицательного сопротивления двумерного электронного газа на цилиндрической поверхности в магнитном поле под действием микроволнового излучения.

Описание структуры и эксперимента

Исследуемый объект представляет собой гетероструктуру, выращенную методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (100), свёрнутую в цилиндрическую оболочку. Данная гетероструктура содержит 13-нм квантовую яму в обкладках из короткопериодных дельта-легированных сверхрешеток GaAs/AlAs. Для формирования

цилиндрических оболочек структура содержит напряженный и жертвенный слой [3].

Измерения проводились при температуре жидкого гелия в диапазоне магнитных полей от -5 до 5 Тл. Частота микроволнового излучения составляла 78 ГГц. Излучение на образец подавалось через волноводную систему с плавным переходом от прямоугольного к круглому сечению. Это позволило провести измерения микроволнового отклика при разных углах α между направлением электрического поля в волноводе и направлением тока в холловском мостике.

Результаты и обсуждение

Результаты измерений представлены на рис. Черным цветом показана зависимость $R_{xx}(B)$ в отсутствие микроволнового излучения, на которой хорошо проявляются осцилляции Шубникова-де Гааза.

При подаче на образец микроволнового излучения таким образом, что вектор напряжённости микроволнового электрического поля лежит в одной плоскости с вектором напряжённости постоянного электрического поля в образце, наблюдается увеличение амплитуды осцилляций и возникновение АОС в одном из минимумов осцилляций (красная кривая). Поворот плоскости поляризации микроволнового излучения показал сильную поляризационную зависимость этих эффектов. Уже при повороте на 30 градусов АОС исчезает. Незначительное расщепление пиков осцилляций связано, возможно, со спиновым расщеплением энергетических уровней.

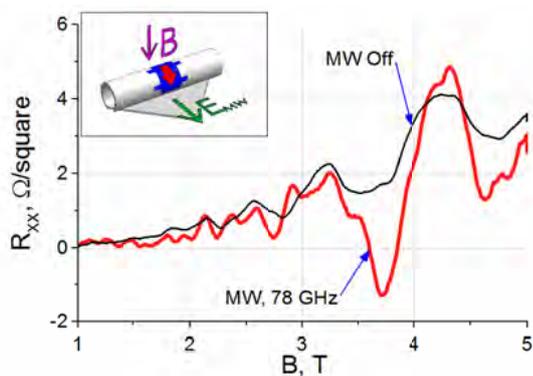


Рис. 1. Продольная компонента сопротивления ДЭГ в цилиндрической оболочке. На вставке показаны направление магнитного поля, направление микроволнового электрического поля и направление тока в образце

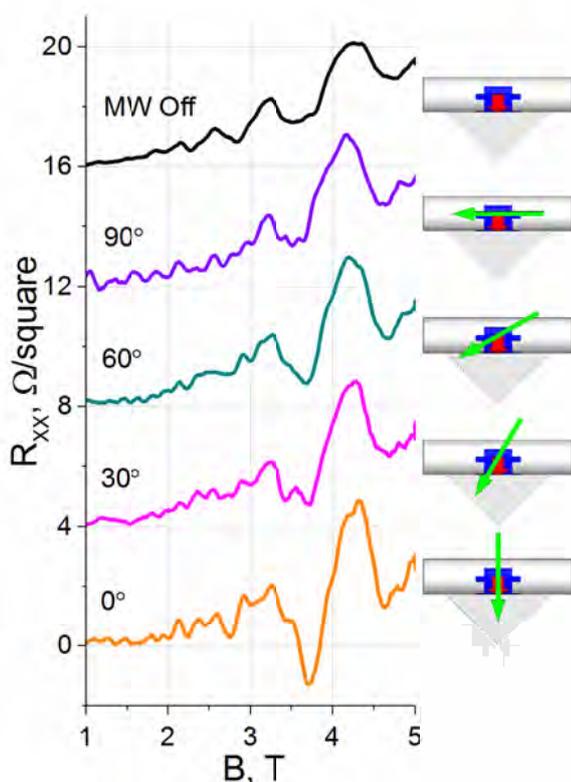


Рис. 2. Поляризационная зависимость абсолютного отрицательного сопротивления. Кривые для разных углов между направлением электрического поля в образце и направлением микроволнового электрического поля смещены вертикально для ясности. На вставке длиной узкой стрелкой показано направление микроволнового электрического поля, широкой стрелкой направление тока в образце

Причина наблюдаемого увеличения амплитуды осцилляций сопротивления в магнитном поле и возникновения АОС под действием микроволново-

го излучения на сегодняшний день не ясна. Можно было бы предположить, что мы наблюдаем суперпозицию осцилляций Шубникова-де Гааза и индуцированных микроволнами осцилляций сопротивления [4]. Однако в этом случае увеличение амплитуды осцилляций магнитосопротивления и возникновение АОС должно было наблюдаться при любом положении оболочки с ДЭГ в перпендикулярном магнитном поле. Мы же наблюдали АОС лишь когда часть образца между потенциальными контактами находилась в области, где нормаль к поверхности оболочки перпендикулярна вектору внешнего магнитного поля. При такой ориентации образца он находится под влиянием следующих факторов: (i) эффективное магнитное поле мало, т.е., мало расстояние между уровнями Ландау, и, следовательно, высока вероятность переходов электронов между ними, (ii) эффективное магнитное поле меняет знак, (iii) градиент эффективного магнитного поля максимален, (iv) в области нулевого эффективного поля возникает змееподобная траектория электронов [2]. Наличие змееподобной траектории мы считаем более вероятной причиной наблюдаемых эффектов. В [5] было экспериментально продемонстрировано отрицательное сопротивление ДЭГ в цилиндрической оболочке в области знакопеременного магнитного поля, объяснённое переносом электронов поперёк образца по змееподобной траектории. Мы предполагаем, что в нашем эксперименте траектории этого типа также ответственны за перенос электронов с другой грани образца, чей потенциал меняет "обычную" картину падения напряжения вдоль холловского мостика. Усиление этого процесса в микроволновом поле вызвано, вероятно, увеличением вероятности для электронов перейти на змееподобную траекторию с траекторий других типов.

Работа поддержана грантом РФФИ №17-02-01218.

Литература

1. L.I. Magarill et al. // *JETP*, 86, 771 (1998).
2. J.E. Müller // *Phys. Rev. Lett.*, 68, 385 (1992)
3. A.B. Vorob'ev et al. // *Phys. Rev. B*, 75, 205309 (2007)
4. M.A. Zudov et al. // *Phys. Rev. B*, 64, 201311 (2001)
5. K-J Friedland et al. // *Phys. Stat.Sol. C*, 5, 2850–3 (2008).

Формирование и исследование омических контактов к эпитаксиальным структурам алмаза

Е.А. Суругина^{1,*}, Е.В. Демидов¹, М.Н. Дроздов¹, С.А. Краев¹, В.И. Шашкин¹,
М.А. Лобаев², А.Л. Вихарев², А.М. Горбачев², С.А. Богданов²

1 Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия.

2 Институт прикладной физики РАН, 603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия.

*suroveginaka@ipmras.ru

Изготовлены и исследованы омические контакты к эпитаксиальным структурам алмаза, содержащим δ -легированные бором слои. Удельное сопротивление омических контактов к заглубленному на 35 нм δ -слою после импульсного лазерного отжига составило $0,15 \Omega \cdot \text{см}^2$. В структуре с дополнительным δ -слоем бора на поверхности удельное сопротивление омических контактов снижается до $\sim 0,02 \Omega \cdot \text{см}^2$ и при этом не требуется термический отжиг.

Введение

Получение омических контактов к эпитаксиальным слоям алмаза является важной технологической задачей. Известно много вариантов создания омических контактов к алмазу, однако, в отличие от классических материалов Si, GaAs или GaN до сих пор остается много нерешенных вопросов. В настоящей работе исследованы новые варианты формирования омического контакта – под действием импульсного лазерного отжига и с использованием приповерхностного δ -легирования бором.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные слои алмаза осаждались из плазмы, стимулированной мощным микроволновым излучением (MPCVD) на монокристаллических подложках НРНТ алмаза с ориентацией (100) [1]. Основными особенностями этого реактора являются: быстрая система переключения реагентов, высокоскоростной ламинарный поток, независимое управление температурой подложки.

Были выращены различные структуры с δ -слоями бора. На рис. 1 приведен полученный методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) профиль концентрации атомов бора в структуре S45, содержащей два δ -слоя. Для формирования омических контактов методом электронно-лучевого испарения в вакууме проводили последовательное осаждение пленок Ti/Al с толщинами 20/130 нм. Поверхностный δ -слой между контактными площадками стравливался. Контакты получались омическими без дополнительного термического отжи-

га. Изучались транспортные характеристики такой структуры.

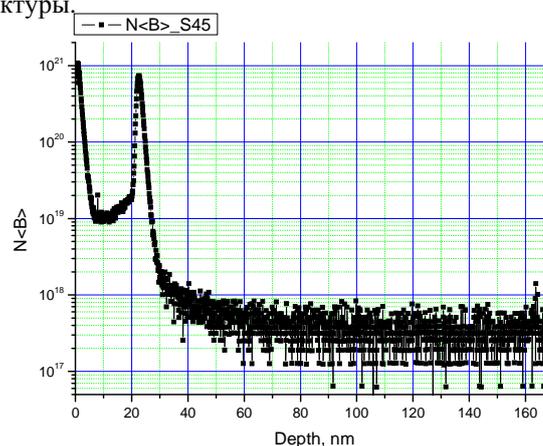


Рис. 1. Распределение примеси бора в структуре S45

В структуре SS6 был встроен один δ -слой на глубине 35 нм от поверхности. Для формирования омического контакта проводили травление алмаза в контактных окнах фоторезистивной маски с целью приблизиться к δ -слою на расстояние ~ 5 нм, когда возрастает вероятность туннелирования дырок из δ -слоя в металл. В данном случае осаждали пленки Ti/Mo с толщинами 20/50 нм, в расчёте на карбидизацию титана при отжиге, что может способствовать улучшению качества омических контактов. Оказалось, что контакты являются неомическими и продолжительный термический отжиг в инертной среде при 850°C не исправляет ситуацию. Чтобы прояснить роль термической обработки, был проведен отжиг с использованием излучения импульсного эксимерного лазера LPX-200 (KrF, $\lambda=248$ нм, $\tau=30$ нс).

Результаты и обсуждение

На рис. 2 показан результат анализа омических контактов в структуре S45 методом длинной линии (TLM). Удельное контактное сопротивление с δ -слоем на поверхности составило $\rho_c = 2,2 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot \text{см}^2$ (0,3 к $\Omega \cdot \text{мм}$) при сопротивлении полупроводника $\rho_s = 43 \text{ к}\Omega/\square$. После травли верхнего δ -слоя между омическими контактами $\rho_c = 2,3 \cdot 10^{-1} \Omega \cdot \text{см}^2$ (1,9 к $\Omega \cdot \text{мм}$) и $\rho_s = 157 \text{ к}\Omega/\square$.

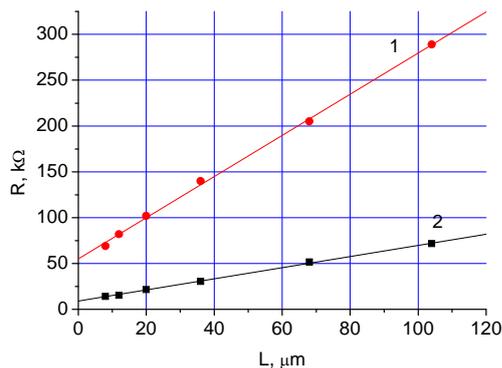


Рис. 2. Данные TLM для структуры S45 (1 – травлен верхний δ -слой, 2 – при наличии верхнего δ -слоя)

Использование лазерного импульсного отжига (5 импульсов с плотностью энергии 1 Дж/см²) позволило получить в структуре SS6 сопоставимое удельное сопротивление контактов 0,15 $\Omega \cdot \text{см}^2$.

Для выяснения механизма транспорта дырок в δ -слое были исследованы температурные зависимости холловской концентрации и подвижности дырок в структуре S45. Данные приведены на рис. 3 (точки – эксперимент, линии – двухзонная модель [2]). Видно хорошее совпадение при $T > 200 \text{ K}$. Полагая, что полный ток складывается из тока свободных дырок в валентной зоне с концентрацией p_2 и подвижностью μ_2 и тока дырок по примесной зоне с концентрацией p_1 и подвижностью μ_1 , для холловской концентрации и подвижности получим выражения:

$$\mu_H = (p_1 \mu_1^2 + p_2 \mu_2^2) / (p_1 \mu_1 + p_2 \mu_2),$$

$$p_H = (p_1 \mu_1 + p_2 \mu_2)^2 / (p_1 \mu_1^2 + p_2 \mu_2^2).$$

Для теоретических кривых, приведенных на рис. 3, полная концентрация дырок составила $p_1 + p_2 = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, подвижности $\mu_1(300 \text{ K}) = 1,2 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $\mu_2(300 \text{ K}) = 1260 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. При низких температурах $T < 200 \text{ K}$ ток обусловлен движением дырок с низкой подвижностью по примесной зоне.

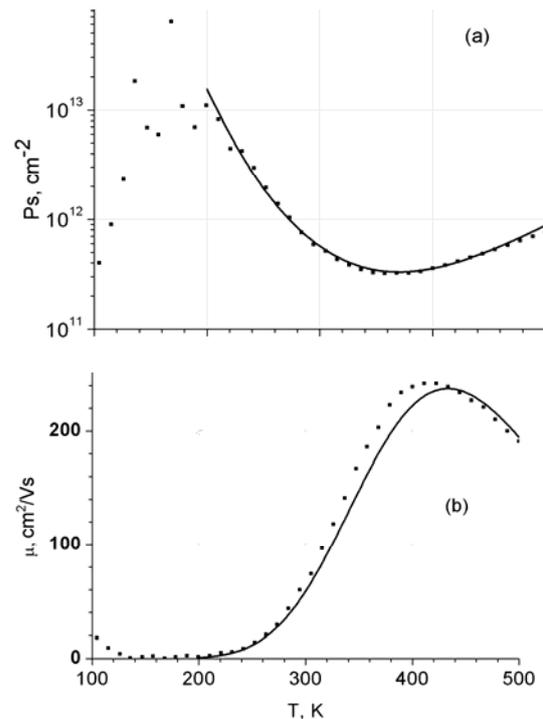


Рис. 3. Экспериментальные (точки) и вычисленные (линии) температурные зависимости холловской концентрации (а) и подвижности (б) дырок в структуре S45 со травленным верхним δ -слоем

С ростом температуры в диапазоне 200-400 К подвижность увеличивается за счет перехода дырок в валентную зону. При $T > 400 \text{ K}$ подвижность падает из-за рассеяния на фононах.

Показано, что при использовании δ -слоя бора на поверхности формируются омические контакты без термического отжига с удельным контактным сопротивлением $\rho_c = 0,23 \Omega \cdot \text{см}^2$. Анализ температурных зависимостей холловских данных свидетельствует о наличии двух каналов токопереноса дырок: по примесной зоне и по валентной зоне. При повышении температуры переход дырок в валентную зону приводит к повышению общей подвижности $> 200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №18-02-00565. В работе использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev et al. // Phys. Stat. Sol. RRL, V.10, 324 (2016).
2. R.S. Balmer, I. Friel, S. Hepplestone et al. // J. Appl. Phys., V.113, 033702 (2013).

Особенности поведения МДП-мемристоров с нанослоем Si_3N_4 , изготовленных на основе проводящей подложки из кремния

С.В. Тихов^{1,*}, О.Н. Горшков¹, И.Н. Антонов¹, А.Н. Михайлов¹, А.И. Белов¹, А.И. Морозов¹, Р. Karakolis^{2,3}, Р. Dimitrakis²

¹ Университет Лобачевского, проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Institute of Nanoscience and Nanotechnology, NCSR "Demokritos", Agia Paraskevi 15341, Greece.

³ Department of Physics, University of Patras, GR 26500 Patras, Greece.

* tikhov@phys.unn.ru

Изучены свойства МДП-структур $\text{Au}(\text{Ta}, \text{W})/\text{Si}_3\text{N}_4/n^+\text{-Si}$, проявляющих эффект резистивного переключения (мемристивный эффект), в зависимости от материала металлической обкладки и освещения мощным синим лазером.

Введение

Мемристор или мемристивные структуры – основа нового поколения устройств энергонезависимой памяти (RRAM) и нейроморфных систем. В [1] и [2] для мемристивных МДП-структур на основе оксидных диэлектриков, проявляющих эффект резистивного переключения, была показана возможность управления этим явлением с помощью освещения в области чувствительности к свету обкладки полупроводника. В настоящей работе изучено влияние материала металлических обкладок и лазерного освещения на свойства мемристивных МДП-структур на основе тонких пленок Si_3N_4 .

Методика эксперимента

Конденсаторы формировались на основе общей полупроводниковой обкладки $n^+\text{-Si}$ с концентрацией равновесных электронов $n_0 \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и площадью $15 \times 15 \text{ мм}^2$. Слой Si_3N_4 толщиной 6 нм наносился на поверхность Si методом LP-CVD при температуре 800 °С. Верхние обкладки с площадью $\sim 10^{-2} \text{ см}^2$ формировались путем осаждения на диэлектрик через маску пленок Au, Ta или W толщиной 40 нм магнетронным методом при температуре подложки 200 °С. На тыловую поверхность Si наносился слой Al. Измерялись вольтамперные характеристики (ВАХ) в интервале напряжений 0 – 10 В с длительностью пилообразной развертки по напряжению 0,3 В/с. Знак напряжения определялся потенциалом на верхней обкладке. Были измерены малосигнальные характеристики конденсаторов в параллельной и последовательной схемах замещения [3] в интервале частот $10^3 - 10^7$ Гц (величины

параллельной емкости – C_p , параллельной приведенной к круговой частоте проводимости – G_p/ω , параллельного сопротивления – R_p , последовательного сопротивления – R_s и тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$). Все измерения проводились на анализаторе полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Измерялась также величина квазистатической емкости (КЕ) путем зарядки конденсатора постоянным напряжением и разрядки на баллистический гальванометр. Измерения проводились в интервале температур 300 – 600 К в герметичном термостате на воздухе. Освещение осуществлялось лазером MASTER-PRO LSB462 (длина волны 462 нм, плотность мощности $\sim 1 \text{ Вт/мм}^2$).

Результаты и обсуждение

До формовки ВАХ всех МДП-структур спрямлялись в координатах Шоттки $\lg I \sim V^{1/2}$ (I – ток, V – напряжение) и не зависели от полярности напряжения. Теоретически рассчитанное для этих координат ВАХ значение тангенса угла наклона ВАХ ($\text{tg}\varphi$) составило $\approx 4,09 \text{ В}^{-1/2}$. Также, в предположении эффекта Шоттки, из экспериментальных данных были получены значения $\text{tg}\varphi$ и величины барьера Шоттки φ_b . Они оказались разными для двух разных структур с Au (4,52; 4,24 $\text{В}^{-1/2}$ и 1,14; 1,02 В), трёх структур с Ta (4,33; 4,00; 5,72 $\text{В}^{-1/2}$ и 0,94; 0,95; 0,80 В) и трёх структур с W (2,35; 3,85; 4,43 $\text{В}^{-1/2}$ и 0,70; 1,13; 0,86 В). Однако, экспериментально наблюдаемая независимость ВАХ от полярности напряжения и от работы выхода из металлов свидетельствует о вкладе механизма Пула-Френкеля. Вероятно, в исследованных конденсаторах реализуются сразу два рассмотренных меха-

низма переноса тока. А разные значения величин $tg \varphi$ и φ_b , возможно, связаны с наличием проводящих нитей (филаментов) в образцах до формовки, которые шунтируют конденсатор. Эти проводящие каналы могут образовываться в процессе магнетронного нанесения металлических обкладок. Обычно образование филаментов в мемристивных структурах после формовки объясняют выстраиванием ионных мостиков в местах концентраторов электрического поля, в частности, из-за неровностей поверхности обкладок. Однако во всех исследованных МДП-конденсаторах с Si_3N_4 не наблюдалось роста КЕ с ростом температуры в интервале 300 – 600 К, что свидетельствует об отсутствии свободных ионов в Si_3N_4 в этом интервале температур. Однако, в них наблюдались явления формовки, переключения и памяти.

На рис. 1 приведены ВАХ конденсаторов с Au и Ta, характеризующие эти процессы. Конденсаторы с Au после формовки при $V < 0$ (1) испытывали биполярное переключение и запоминание низкоомного (СНС) (2,3) и высокоомного состояния (СВС1). Конденсаторы с Ta не испытывали биполярного переключения (5,6). После формовки (1) в них достигалось состояние СНС и при подаче порогового напряжения $V > 0$ ток в этом состоянии только увеличивался (5). Переключение в более высокоомное состояние СВС2 (6) являлось возможным только после воздействия лазерного освещения (ЛО) (6). Однако эффект этого воздействия оказывался значительно меньшим (6), чем после переключения структур с Au напряжением $V > 0$ в СВС1 (4). Перевод структур с Ta в состояние СНС (5) осуществлялся положительным пороговым напряжением. ВАХ конденсатора с электродом W оказалась практически идентичной ВАХ конденсатора с Ta. Однако в случае W конденсатор вообще не удавалось перевести в высокоомное состояние. Отсутствие биполярного переключения в конденсаторах с Ta и W можно объяснить образованием при формовке диэлектрика соединений TaN и W_2N , которые и образуют проводящие каналы в слое Si_3N_4 . Эти каналы прерываются только при термическом окислении Ta после ЛО в месте контакта прижимного токового электрода к Ta. Этот окисел разрушается при подаче некоторого порогового напряжения $V > 0$ (6). Измерения частотных зависимостей C_p , G_p/ω , R_p , R_s и $tg \delta$ в темноте и при освещении позволили выделить вклад полупроводниковой и метал-

лических обкладок в потери и в последовательное сопротивление конденсаторов. Показано, что произведение низкочастотной емкости C_p (1 кГц) на R_s определяет быстродействие мемристивных конденсаторов в исходном (до формовки) состоянии, в СВС и иногда при высоких значениях сопротивления в СНС. Освещение уменьшает вклад сопротивления области пространственного заряда полупроводника в величину R_s , так же, как и формовка отрицательным напряжением, и увеличивает быстродействие при считывании. В области высоких частот (около 1 МГц) наблюдается пик диэлектрических потерь, определяемых потерями в металлической обкладке. В области более низких частот в состояниях до формовки и в СВС преобладают потери в полупроводниковой обкладке. В этой области потери определяются перезарядкой поверхностных состояний (ПС), локализованных на границе Si_3N_4/n^+-Si . Плотность ПС слабо зависит от материала металлической обкладки и составляет для конденсаторов с Au $\approx 8,75 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, с Ta $\approx 7,45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и с W $\approx 9,50 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

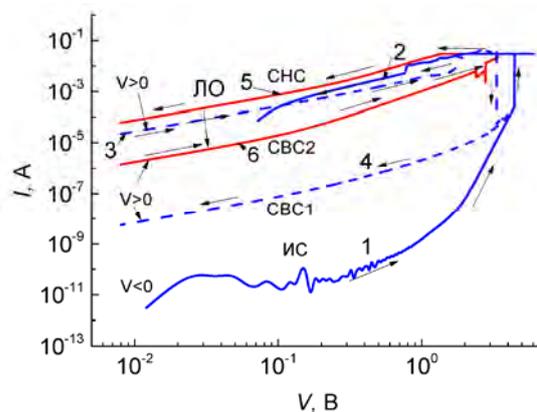


Рис. 1. ВАХ конденсаторов с электродами Au (1 – 4) и Ta (5, 6). Направление обхода ВАХ показано стрелками

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки РФ (уникальный идентификатор RFMEFI58717X0042).

Литература

1. С.В. Тихов и др. // ПЖТФ, Т. 10, С. 78-86 (2016).
2. A. Mehonic et al. // Appl. Phys. Lett., V. 111, 233502 (2017).
3. П.Т. Орешкин. Физика полупроводников и диэлектриков. – М., Высшая школа, 1977, 448 с.

Новые коллективные моды в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле

Р.В. Туркевич^{1,2}, А.П. Протогенов^{1,2,*}, Р.М. Echenique^{3,4}, Е.В. Чулков^{3,4,5}

¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, 603950.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950.

³ Departamento de Física de Materiales UPV/EHU, Centro de Física de Materiales CFM - MPC and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, 20080, San Sebastian/Donostia, Spain.

⁴ Donostia International Physics Center (DIPC), 20018, San Sebastian/Donostia, Spain.

⁵ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504.

* aprotogenov@gmail.com

Рассматривается спектр электромагнитных коллективных возбуждений в дираковских полуметаллах, помещенных в квантующее магнитное поле. Анализ областей бесстолкновительного затухания Ландау указывает на существование новых акустических циклотронных мод, распространяющихся вдоль магнитного поля.

Существование низкоэнергетических безмассовых электронных возбуждений в дираковских полуметаллах является одним из ключевых свойств этих материалов. Безмассовые электронные квазичастицы формируют особый спектр коллективных мод. Дисперсия коллективных возбуждений в дираковских материалах в отсутствие магнитного поля изучалась в работах [1-3]. В них было показано, что квадрат плазменной частоты в таких средах обратно пропорционален постоянной Планка. В присутствии сильного магнитного поля, когда электроны заполняют только нулевой уровень Ландау, существует продольное электромагнитное возбуждение [4,5] с частотой, квадрат которой в длинноволновом пределе пропорционален магнитному полю. Изменение спектра геликонов в вейлевских полуметаллах за счет кривизны Берри изучалось в работе [6]. В работе [7] рассматривалось влияние геликоидального распределения спиновых степеней свободы в топологических изоляторах на спектр коллективных возбуждений.

В полуметаллах с квадратичным спектром электронов существуют продольные плазменные колебания с акустическим законом дисперсии [8,9]. Результаты работ по изучению спектра поперечных коллективных мод в полуметаллах в квантующем магнитном поле в этом случае приведены в обзоре [10].

В этом сообщении мы рассматриваем спектр электромагнитных возбуждений в дираковских полуметаллах, помещенных в квантующее магнитное поле в условиях заполнения произвольного числа уров-

ней Ландау. Номер уровня Ландау n перечисляет возникающие квазиодномерные электронные подсистемы, которые могут участвовать в коллективных движениях относительно друг друга. Такие квазинейтральные осцилляции одночастичных подсистем формируют новые ветви в спектре коллективных возбуждений. Коллективные моды будут незатухающими, если их спектр принадлежит окнам в областях бесстолкновительного затухания Ландау. Мы находим сначала окна прозрачности в областях затухания Ландау в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле и используем их для изучения спектра продольных и поперечных электромагнитных возбуждений при произвольных частотах и волновых векторах.

Границы областей затухания Ландау коллективных возбуждений соответствуют началу рождения электрон-дырочных пар и определяются законом сохранения энергии и импульса для этих процессов

$$E_n^\pm(p_z) + \hbar\omega = E_{n'}^\pm(p_z + \hbar q_z) \quad (1)$$

и условиями

$$\begin{cases} E_n^\pm(p_z) \leq E_F, \\ E_{n'}^\pm(p_z + \hbar q_z) \geq E_F, \end{cases} \quad (2)$$

следующими из принципа Паули. Здесь $E_n^\pm(p_z) = \pm\sqrt{v_F^2 p_z^2 + E_0^2 n}$ - спектр безмассовых дираковских электронов в магнитном поле $\vec{H} = (0,0,H)$, $E_0 = \sqrt{2}\hbar v_F / l_H$, $l_H^2 = \hbar c / eH$ - магнитная длина, p_z - импульс электрона вдоль магнитного поля, ω - частота возбуждения,

$\vec{q} = (0, 0, q_z)$ - его волновой вектор, E_F - энергия Ферми, v_F - фермиевская скорость. Для продольных волн $\Delta n = n' - n = 0$ и $\Delta n = n' - n = \pm 1$ для левополяризованных (+1) и правополяризованных (-1) электромагнитных волн [10]. Введем для удобства следующие безразмерные величины: частоту $\Omega = \hbar\omega / E_0$ и волновой вектор $q = q_z \hbar v_F / E_0$. Области затухания Ландау, следующие из уравнения (1) и условий (2), в плоскости (q, Ω) показаны на рис. 1, 2.

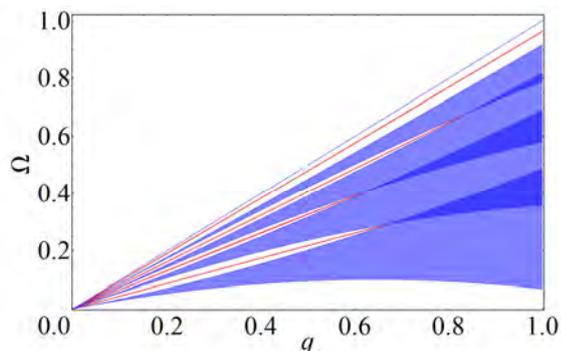


Рис. 1. Области затухания Ландау продольных коллективных мод. Заполнено четыре уровня Ландау. В окнах прозрачности показаны дисперсионные зависимости акустических плазмонов в среде безмассовых электронных возбуждений дираковских полуметаллов, помещенных в квантующее магнитное поле

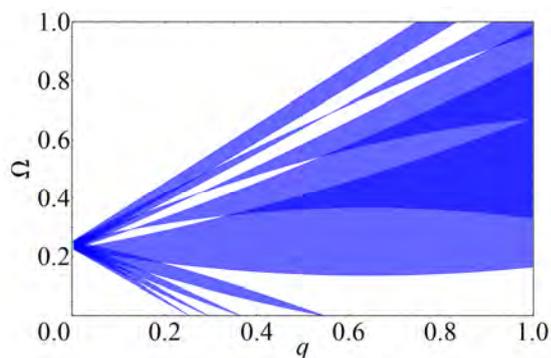


Рис. 2. Области затухания Ландау волн для левополяризованных электромагнитных волн. Показаны окна прозрачности, где могут распространяться незатухающие коллективные возбуждения в дираковских полуметаллах, помещенных в квантующее магнитное поле

Области затухания Ландау и окна прозрачности при больших значениях Ω и q для продольных и поперечных волн подробно изучены в работе [11].

Предварительный численный анализ дисперсионного уравнения для левополяризованных электромагнитных возбуждений показывает, что в окнах прозрачности в областях затухания Ландау на Рис. 2 при $\Omega > 0.2$ могут существовать принципиально новые коллективные моды, которые можно назвать циклотронными звуками в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле.

Эта работа была частично поддержана грантом №. FIS2016-75862-P Министерства науки и инноваций Испании, проектом №.15.61.202.2015 Санкт-Петербургского государственного университета и грантом РФФИ №. 18-02-00309. Один из авторов (А. П.) благодарен Международному физическому центру в Сан Себастьяне за гостеприимство.

Литература

1. S. Das Sarma, E.H. Hwang // *Phys. Rev. Lett.* **102**, 206412 (2009).
2. E.H. Hwang, S. Das Sarma // *Phys. Rev. B* **75**, 205418 (2007).
3. M. Lv, S.-C. Zhang // *Int. J. Mod. Phys. B* **27**, 1350177 (2013).
4. D.T. Son, B.Z. Spivak // *Phys. Rev. B* **88**, 104412 (2013).
5. B.Z. Spivak, A.V. Andreev // *Phys. Rev. B* **93**, 085107 (2016).
6. F.M.D. Pellegrino, M.I. Katsnelson, M. Polini // *Phys. Rev. B* **92**, 201407 (2015).
7. S. Raghu, Suk Bum Chung, Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang, // *Phys. Rev. Lett.* **104**, 116401 (2010).
8. С.Л. Гинзбург, О.В. Константинов, В.И. Перель // *ФТТ* **9**, 2139 (1967).
9. О.В. Константинов, В.И. Перель // *ЖЭТФ* **53**, 2034 (1967).
10. В.Я. Демиховский, А.П. Протогенов // *УФН* **118**, 101 (1976).
11. R.V. Turkevich, A.P. Protogenov, P.M. Echenique, E.V. Chulkov (in preparation).

Магнитооптическое поглощение и динамика электронных состояний в 3D-топологических изоляторах в квантующем магнитном поле

Р.В. Туркевич^{1,2,*}, Д.В. Хомицкий²

¹ Институт прикладной физики Российской академии наук, Нижний Новгород, 603950.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950.

*roman-turkevich@mail.ru

Аналитически рассчитаны квантовые состояния, исследована динамика волнового пакета в магнитном поле и рассчитан коэффициент оптического поглощения для поверхностных состояний в трехмерных топологических изоляторах семейства Bi_2Te_3 . Обнаружено качественное влияние гексагонального искажения спектра на структуру волновых функций на уровнях Ландау, частотную зависимость коэффициента поглощения и динамику электронных волновых пакетов.

Топологические изоляторы относятся к одним из наиболее интенсивно изучаемым в последнее десятилетие классам материалов. Это связано с особенностями их краевых состояний, энергия которых располагается в запрещенной зоне объемного материала, который обладает свойствами изолятора. Краевые же состояния, защищенные от рассеяния на немагнитных примесях требованиями симметрии относительно пространственной или временной инверсии, имеют линейный закон дисперсии низкоэнергетических электронных возбуждений, что отвечает безмассовым фермионам, или фермионам Дирака–Вейля. Исследованию топологических изоляторов посвящено большое число оригинальных работ, обзоров и монографий, в которых описаны многие их электронные, оптические и транспортные свойства [1–4], как найденные теоретически, так и обнаруженные экспериментально.

Большинство топологических изоляторов принадлежат по геометрической классификации к двумерным материалам с одномерными краевыми состояниями (HgTe/CdTe) или к трехмерным материалам с двумерными поверхностными состояниями (Bi_2Te_3). Для топологических изоляторов семейства Bi_2Te_3 одним из важных вопросов является симметрия закона дисперсии в \mathbf{k} -пространстве [3,4]. В материале Bi_2Te_3 наблюдается сильное гексагональное искажение электронного спектра, которое исследовалось во многих работах [3–6]. Исследование влияния гексагонального искажения на динамику электронов во внешних магнитном и переменном электрическом полях в квазиклассическом пределе рассматривались в работах [7,8].

Гексагональное искажение приводит к качественным изменениям спектра оптического поглощения и динамики электронных волновых пакетов в квантующем магнитном поле [9]. Гамильтониан, описывающий эти состояния содержит слагаемые третьей степени по \mathbf{k} .

$$H = \hbar v(k_x \sigma_y - k_y \sigma_x) + \frac{\hbar \lambda}{2}(k_+^3 + k_-^3) \sigma_z + \Delta \sigma_z. \quad (1)$$

Здесь v – характерная скорость, λ – параметр гексагонального искажения, σ_i – матрицы Паули. В этом гамильтониане опущено квадратичное по \mathbf{k} слагаемое, поскольку оно не вносит вклад в симметрию системы и существенно не меняет уровни Ландау в узкой полосе энергий вблизи энергии Ферми. Электронный спектр состояний, описываемых гамильтонианом (1) в отсутствие внешних полей имеет вид

$$E(k, \theta) = \pm \sqrt{\hbar^2 v^2 k^2 + (\Delta + \lambda \hbar k^3 \cos(3\theta))^2}. \quad (2)$$

Данный спектр имеет ось симметрии 6-го порядка, который определяется слагаемым пропорциональным λ . Во внешнем магнитном поле гамильтониан (1) можно записать как сумму гамильтониана, описывающего спин-орбитальное взаимодействие Рашбы и оператора возмущения, описывающего гексагональное искажение.

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \Delta & -i\varepsilon_0 \hat{a}^+ \\ i\varepsilon_0 \hat{a} & -\Delta \end{pmatrix} + \gamma \begin{pmatrix} \hat{a}^{+3} + \hat{a}^3 & 0 \\ 0 & -\hat{a}^{+3} - \hat{a}^3 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Мы ввели следующие обозначения:

$$\varepsilon_0 = \frac{\sqrt{2}\hbar v}{l_H}, \gamma = \frac{\sqrt{2}\hbar\lambda}{l_H^3}, \Delta = -\frac{1}{2} g\mu_B B.$$

Собственные значения и собственные функции первого слагаемого гамильтониана (3) известны. Рассматривая второе слагаемое в (3) в качестве возмущения, можно в рамках теории возмущений найти волновые функции и спектр гамильтониана (3). Эта процедура и полученные волновые функции подробно рассмотрены в [9]. Используя волновые функции и спектр электронных состояний с учетом гексагонального искажения, можно вычислить коэффициент поглощения циркулярно поляризованной электромагнитной волны, падающей нормально на поверхность топологического изолятора.

Введя в гамильтониан (1) постоянное магнитное и переменное циркулярно поляризованное электрическое поле, можно привести гамильтониан к виду $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$. Оставляя только линейные по электрическому полю слагаемые, получим для оператора \hat{V} следующее выражение

$$\hat{V} = \frac{v\hbar E_0 e}{2\omega} (\hat{V}^+ e^{i\omega t} + \hat{V}^- e^{-i\omega t}), \quad (3)$$

в котором $\hat{V}^\pm = \sigma_y \pm \sigma_x / i$, E_0 - амплитуда электрического поля. Знак (\pm) соответствует левой и правой поляризации.

Зависимость коэффициента поглощения от величины магнитного поля и частоты переменного электрического поля в случае левополяризованной волны (+) представлена на рис. 1.

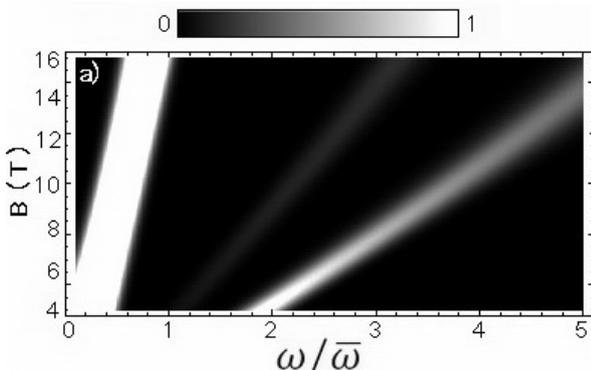


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от величины магнитного и частоты левополяризованного электрического поля

Для правополяризованной волны (-) представлена на рис. 2.

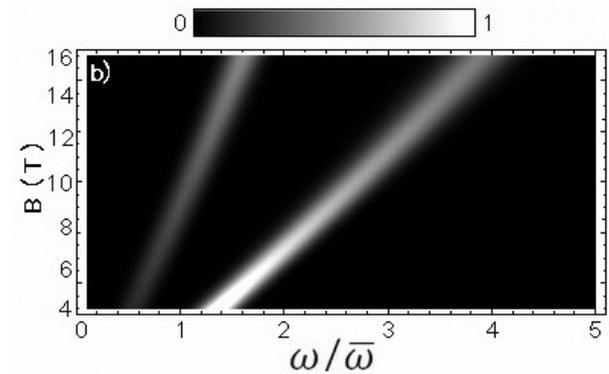


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от величины магнитного и частоты правополяризованного электрического поля

Гексагональное искажение приводит к появлению дополнительных максимумов поглощения, положение которых связано с симметрией электронного спектра.

Динамика электронных состояний подробно рассмотрена в [9].

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки РФ № 3.3026.2017/ПЧ и гранта РФФИ №18-02-00309.

Литература

1. M.Z. Hasan, C.L. Kane // *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
2. X.-L. Q, S.-C. Zhang // *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
3. L. Fu // *Phys. Rev. Lett.* **103**, 266801 (2009).
4. M. Nomura, S. Souma, A. Takayama et al. // *Phys. Rev. B* **89**, 045134 (2014).
5. E.V. Repin, I.S. Burmistrov // *Zh. Exp. Teor. Fiz.* **148**, 584 (2015).
6. Z. Li, J.P. Carbotte // *Phys. Rev. B* **87**, 155416 (2013).
7. В.Я. Демиховский, Р.В. Туркевич // *Письма в ЖЭТФ* **101**, 7, 501 (2015).
8. Р.В. Туркевич, В.Я. Демиховский, А.П. Протогенов, ФТП **51**, 11, 1547 (2017).
9. Р.В. Туркевич, Д.В. Хомицкий, *ЖЭТФ* **153**, 283 (2018).

Создание двумерных фотонных кристаллов в слоях Si на SiO₂ для ИК микроизлучателей

Д.Е. Уткин^{1*}, А.А. Шкляев^{1,2#}, А.В. Латышев^{1,2&}

¹ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

² НГУ, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

*utkinde@isp.nsc.ru, #alexsan@mail.ru, &latyshev@isp.nsc.ru

Разработана методика по изготовлению двумерных фотонных кристаллов основанных на слоях кремния, методом электронной литографии острогофокусированным пучком электронов, позволяющая формировать РММА-маску на поверхности подложки с контролируемыми параметрами.

Введение

Создание и изучение материалов с искусственно созданной, изменяющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью (показателем преломления), является актуальным и перспективным направлением в фотонике и оптоэлектронике. Такими средами с изменяющимся показателем преломления могут быть двумерные фотонные кристаллы (2D PhC), созданные на основе слоев Si/SiO₂. Фотонные кристаллы с излучающими микрополостями («потерянными» (отсутствующими) отверстиями) и оптические резонаторы на их основе используются в числе прочих для создания эффективных излучателей микронного диапазона [1]. Обычно спектр люминесценции таких структур имеет несколько максимумов (пиков), в то время как для коммерческого применения более удобными являются структуры с мономодальным излучением (с одним главным пиком в рабочей области спектра).

Экспериментальная часть

Для экспериментального исследования свойств спектров излучения таких структур была разработана методика, основанная на электронной литографии острогофокусированным пучком электронов, позволяющая создавать различные структуры 2D PhC с упорядоченными и частично разупорядоченными массивами отверстий (а, б, в) в слоях Si, как показано на рис. 1. Выбор формы, размера и расположения отверстий основывался на ранее полученных результатах численного

моделирования трехмерным методом конечных разностей во временной области (3D FDTD) [2].

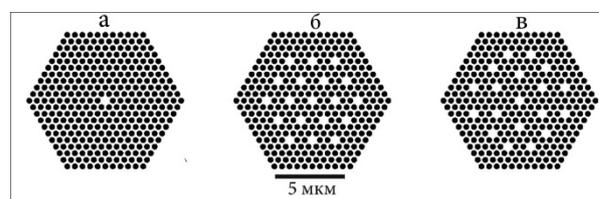


Рис. 1. Схематическое изображение трёх типов двумерного фотонного кристалла гексагональной формы с одним (а) и девятнадцатью (б, в) упорядоченными и разупорядоченными «потерянными» (отсутствующими), отверстиями соответственно

Согласно расчётам структуры с такими массивами микрополостей будут иметь пик излучения в диапазоне 1.53-1.55 мкм (С-телекоммуникационный диапазон), а также характеризоваться излучением строго направленным по нормали к плоскости 2D PhC, как показано на рис. 2 [2].

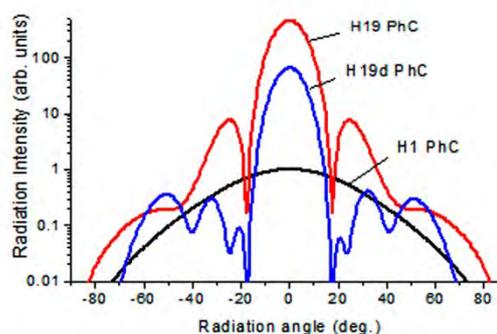


Рис. 2. Пространственная направленность излучения фотонных кристаллов трёх типов

Для создания массива плотноупакованных элементов фотонного кристалла использовался резист на основе полиметилметакрилата (PMMA-950K A4), который наносился толщиной около 180 нм на поверхность Si подложек методом центрифугирования. Разработанный дизайн файлов записи для генератора изображений электронного литографа создавался с учетом влияния внутреннего и внешнего эффектов близости [3], и коррекции на предполагаемое увеличение латеральных размеров элементов в процессе плазмохимического травления Si. Экспонирование проводилось на литографической установке фирмы RAITH при найденных экспериментальным путем оптимальных параметрах экспонирования: 20 кВ ускоряющего напряжения, 20 мкм диафрагме, с дозой облучения около 200 мкКл/см². Проявление (вскрытие окон) экспонированных структур проводилось в стандартном проявителе (раствор метилизобутилкетона (МИБК) в изопропиловом спирте (ИПС), в соотношении 1:3 при комнатной температуре в течение 30 сек. Затем для остановки процесса дальнейшего растворения облученных участков резиста образец выдерживался в ИПС в течение 30 секунд, после чего проводилась сушка струей сжатого воздуха.

Результаты и выводы

В маске PMMA-резиста были получены массивы элементов (отверстий), образующих структуру двумерного фотонного кристалла с различной конфигурацией упорядоченных и частично разупорядоченных элементов, содержащих одно (Н1) и 19 (Н19, Н19d) «потерянных отверстий», как показано на рис. 3. Форма и размер отверстий (диаметр 386 нм с периодом 550 нм), а также их расположение соответствовали заданным параметрам. Диагностика полученных структур проводилась методом сканирующей электронной микроскопии (Hitachi SU 8020).

Разработанная лабораторная методика позволила получить гексагональные двумерные фотонные кристаллы с контролируемыми размерами элементов.

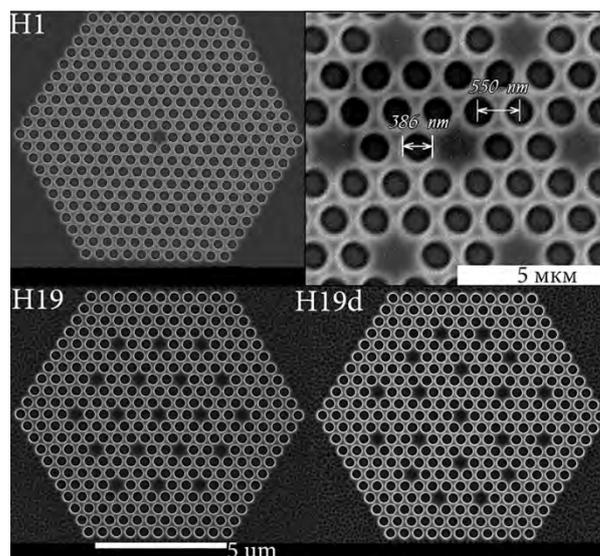


Рис. 3. СЭМ изображение PMMA-масок трёх типов 2D фотонного кристалла гексагональной формы с «потерянными отверстиями», изготовленными на поверхности Si подложки

Установлено, что разработанная технология изготовления 2D PhC с использованием PMMA-резиста и плазмохимического травления является перспективной для её использования при изготовлении 2D PhC на основе структур кремний-на-изоляторе (КНИ). Исследование люминесценции таких структур выявит возможности их практического применения в качестве микроизлучателей в ближней области ИК диапазона, в частности, в телекоммуникационном С-диапазоне.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 14-22-00143).

Литература

1. B. Jalali, S. Fathpour et al. // *J. Lightwave Tech.* V. 24, p. 4600-4615 (2006).
2. A. Tsarev, A. Shklyayev // *J. Lightwave Tech.* V. 32, p. 4277 (2014).
3. D. Utkin, D. Nasimov // *Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM)*, p. 119-121 (2011).

Анализ скорости излучательных и безизлучательных переходов в ТГц квантовокаскадных лазерах на основе GaAs/AlGaAs

Д.В. Ушаков^{1*}, А.А. Афоненко¹, Р.А. Хабибуллин²

¹ Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, Минск, 220030 Беларусь.

² Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

*ushakovdvu@gmail.com

Проведено моделирование ТГц квантовокаскадных лазеров на основе GaAs/AlGaAs. Предложен метод локализации волновых функций, позволяющий учесть распределение населенности уровней по координате в квазиконтинууме.

Введение

В настоящее время квантово-каскадные полупроводниковые лазеры (ККЛ) являются наиболее перспективными компактными источниками ТГц-излучения. Все реализованные в настоящее время ККЛ ТГц диапазона созданы преимущественно на основе структур GaAs/AlGaAs с дизайном «резонансное испускание оптического фонона» [1–4], основанном на быстром опустошении нижнего рабочего уровня за счет резонансного испускания оптического фонона. В терагерцовой области частот наибольшие достигнутые рабочие температуры составляют 117 К в непрерывном режиме [5] и 199.5 К при импульсной накачке [6].

Одним из факторов, приводящим к ухудшению характеристик ККЛ, является утечки в квазиконтинуум [7]. В настоящей работе исследуются уровни энергии и волновые функции в квазиконтинууме.

Локализация волновых функций и переход в новый базис

Как показывают численные расчеты в электрическом поле волновые функции, лежащие выше потенциального барьера преимущественно распределены равномерно вдоль всей структуры (Рис. 1 а). При этом матричные элементы дипольных переходов очень велики для уровней, расположенных на расстоянии порядка энергии уширения, что приводит к завышенным значениям коэффициента усиления на частотах <1.5 ТГц. Для устранения данного недостатка предлагается использовать метод локализации волновых функций.

На первом этапе процедура локализации включала в себя расчет уровней энергии E_i и волновых функций ψ_i , а также матричных элементов дипольных переходов Z_{ij} . На втором этапе для каждой пары уровней, разность между которыми меньше параметра уширения, строилась матрица перехода к новому базису на основе соотношений:

$$\tan \varphi = \frac{2 Z_{ij}}{Z_{ii} - Z_{jj}}, \quad L = \begin{bmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix}, \quad (1)$$

Здесь угол φ находился из условия максимума разнесения волновых функций. На третьем этапе пересчитываются энергии, волновые функции и матричные элементы дипольных переходов

$$\begin{bmatrix} \psi'_i \\ \psi'_j \end{bmatrix} = L \begin{bmatrix} \psi_i \\ \psi_j \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E'_i \\ E'_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi \\ \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i \\ E_j \end{bmatrix}. \quad (2)$$

$$Z'_{ij} = T Z_{ij} T^{-1}, \quad (3)$$

где матрица T имеет вид

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & L_{11} & L_{12} & 0 \\ 0 & L_{21} & L_{22} & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

Обсуждение результатов

Для тестовых численных расчетов использовалась структура с 3 квантовыми ямами на основе GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As.

Толщины слоев структуры в нм слева направо имеют следующие значения: /4.2/16.1/4.8/9.6/2.0/7.3

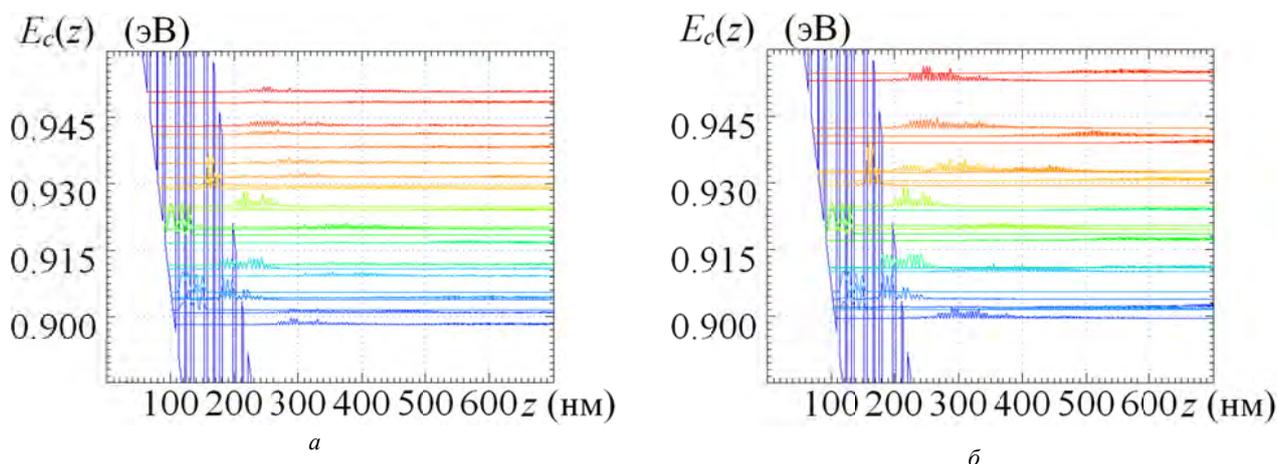


Рис. 1. Диаграммы зоны проводимости $E_c(z)$, уровни энергии и квадраты модулей волновых функций электронов, рассчитанные для 19 каскадов ККЛ без (а) и с процедурой локализации волновых функций (б) в электрическом поле $E = 12.3 \text{ кВ/см}$

Во всей последовательности слоев квантовые ямы GaAs выделены жирным. Центральная часть подчеркнутого слоя легирована примесями Si со слоевой концентрацией $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Все толщины слоев ККЛ кратны толщине монослоя, что обеспечивает лучшее качество гетерограниц.

Значения энергии, волновые функции, матричные элементы дипольных переходов, а также профиль потенциальной энергии находились кр-методом в расширенной модели Бастарда [8, 9]. Степень заполнения уровней энергии и соответствующие квазиуровни Ферми находились путем численного решения системы балансных уравнений [10].

На рис. 1 а. представлены результаты расчетов диаграммы зоны проводимости, уровней энергии и квадратов модулей волновых функций электронов, рассчитанные для 19 каскадов ККЛ. На рис. 1 б. представлены такие же расчеты с использованием метода локализации волновых функций.

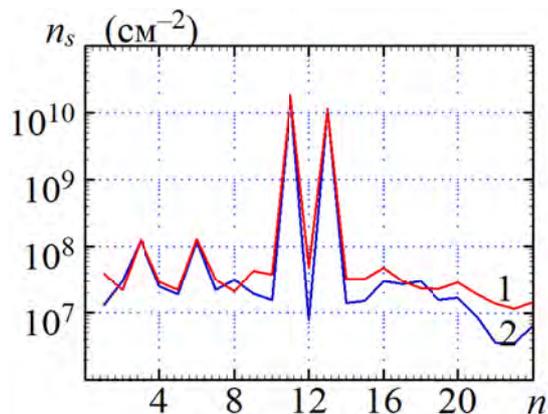


Рис. 2. Населенности уровней подзон, без (1) и с учетом процедуры локализации волновых функций (2)

Как показываю численные расчеты на рис. 2 локализованные в квазиконтинууме состояния менее заселены и должны давать значительное поглощение в области частот порядка энергии уширения.

Литература

1. B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno // *Electronics Letters*, 42, 89 (2006).
2. H. Luo, S.R. Laframboise, Z.R. Wasilewski, G.C. Aers, H.C. Liu // *Appl. Phys. Lett.*, 90, 041112 (2007).
3. B.S. Williams // *Nature Photonics*, 1, 517 (2007).
4. S. Kumar, C.W.I. Chan, Q. Hu, J. Reno // *Appl. Phys. Lett.*, 95, 141110 (2009).
5. M.A. Belkin, J.A. Fan, S. Hormoz et al. // *Opt. Exp.* 16, 3242 (2008).
6. S. Fatholouloumi, E. Dupont, C.W.I. Chan et al. // *Optics Express*. 20, 3866 (2012).
7. A. Albo and Q. Hu // *Appl. Phys. Lett.* 107, 241101 (2015).
8. Д.В. Ушаков, И.С. Манак // *Оптика и спектроскопия*, 104, 847 (2008).
9. Д.В. Ушаков, Ю.Г. Садофьев, N. Samal // *ФТП*. 46, 1430 (2012).
10. Д.В. Ушаков, И.С. Манак // *Журнал прикладной спектроскопии*. 74, 801 (2007).

Плазмонное выпрямление терагерцового излучения в периодической графеновой структуре вблизи точки Дирака

Д.В. Фатеев^{1,*}, К.В. Машинский^{1,2}, В.В. Попов^{1,2}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

² Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*fateevdv@yandex.ru

Исследовано выпрямление терагерцового излучения в графеновой структуре с двойным решеточным затвором при нерезонансном режиме возбуждения плазмонов. Выпрямленный ток за счет эффекта плазмонного электрон-дырочного хруповика возрастает при подходе энергии Ферми к точке Дирака в одном из подзатворных участков элементарной ячейки графена.

Введение

Выпрямление ТГц излучения в периодической графеновой структуре за счет эффекта плазмонного хруповика исследовано в работе [1]. В работе [2] построена теория детектирования и предсказан эффект электрон дырочного плазмонного хруповика в графеновой структуре, сочетающей участки с электронной и дырочной проводимостью. Исследование влияния взаимодействия плазмонных мод на плазмонное детектирование ТГц излучения в периодической графеновой структуре проведено в [3].

В данной работе построена теория нерезонансного плазмонного детектирования ТГц излучения в периодической графеновой структуре с пространственно-неоднородным графеном вблизи точки Дирака.

Результаты и обсуждение

Рассмотрена графеновая структура (рис. 1), состоящая из графена, расположенного на поверхности диэлектрического слоя (SiO_2) толщиной 300 нм, который находится на проводящей подложке. Над графеном расположен двойной металлический решеточный затвор, который отделен от графена диэлектрическим слоем толщиной 26 нм (Al_2O_3). Электроды подрешеток смещены друг относительно друга в направлении периодичности затвора для создания асимметрии элементарной ячейки периодической структуры. Прикладываемое постоянное напряжение между электродами решеточного затвора и графеном, и между проводящей подложкой и графеном позволяет контролировать concentra-

цию носителей заряда в графене как в подзатворных, так и в межзатворных участках элементарной ячейки графена.

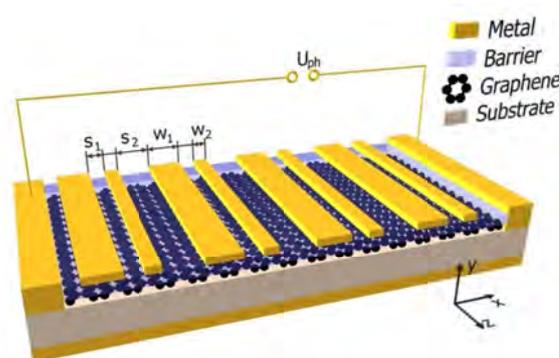


Рис. 1. Схематическое изображение графеновой структуры

В этом случае энергия Ферми носителей заряда в графене может изменяться таким образом, что участки графена могут иметь как электронную, так и дырочную проводимость. В данной работе рассмотрен нерезонансный случай возбуждения плазмонов в графене, которые, по сути, представляют собой неоднородные осциллирующие токи. Нерезонансный режим работы графеновой структуры определяется соотношением $\omega\tau < 1$, где ω – частота падающей волны и τ – время релаксации импульса носителей заряда в графене.

Для описания нелинейной динамики носителей заряда в графене решены гидродинамические уравнения, уравнение непрерывности и уравнения баланса импульса носителей заряда, методом теории возмущений [2]. Электрические поля плазмонов в

графеновой структуре вычислены с помощью само-согласованного электродинамического подхода, основанного на решении интегральных уравнений, сформированных относительно осциллирующих токов на проводящих участках элементарной ячейки графеновой структуры [4]. Стационарное пространственное распределение энергии Ферми носителей заряда в элементарной ячейке графена получено при решении электростатической задачи с учетом эффекта квантовой емкости графена.

Для расчетов использованы следующие параметры графеновой структуры: $w_1=1\mu\text{m}$, $w_2=0.5\mu\text{m}$, $s_1=0.5\mu\text{m}$, $s_2=0.25\mu\text{m}$, $\tau=10^{-14}\text{s}$. Рассмотрена структура, в которой к нижнему затвору приложено напряжение $U_{bg}=40\text{ В}$, к широкому затвору –

$U_{w1}=1\text{ В}$, а напряжение на узком затворе U_{w2} может изменяться. Приложенные постоянные напряжения к затворным электродам в графеновой структуре приводят к неоднородному распределению концентрации носителей в графене, которое описывается пространственным распределением энергии Ферми в элементарной ячейке графена (рис. 2 а). Для выпрямления за счет доминирующего в ТГц диапазоне эффекта плазмонного электрон-дырочного хруповика необходимо наличие в элементарной ячейке графена участков с электронной и дырочной проводимостью (рис. 2 а). В таком случае при малых энергиях Ферми на подзатворном участке графена происходит значительное увеличение выпрямленного тока (рис. 2 б).

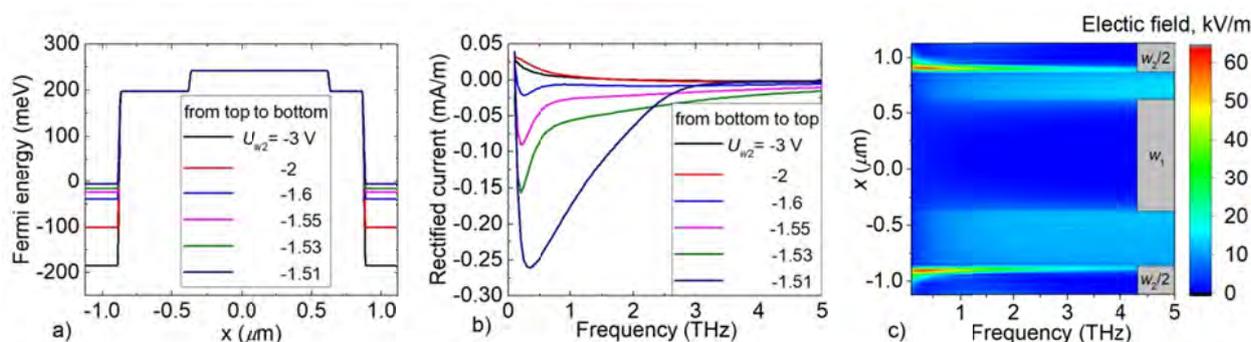


Рис. 2. Пространственное распределение энергии Ферми в элементарной ячейке графена в зависимости от напряжения на узком затворе U_{w2} (а). Спектры плотности выпрямленного тока в графеновой структуре в зависимости от напряжения на узком затворе U_{w2} (б). Спектр пространственного распределения продольной компоненты электрического поля в элементарной ячейке графена при $U_{w2}=1.51\text{ В}$ (с). Прямоугольники на панели (с) обозначают расположение затворных электродов в элементарной ячейке

Возрастание выпрямленного тока происходит из-за накопления заряда в графене на границах участков с малой энергией Ферми, что приводит не только к локальному росту действующего электрического поля в графене, но и к росту его неоднородности (рис. 2 с).

Таким образом, выяснено, что при выпрямлении ТГц излучения в графеновых структурах за счет эффекта плазмонного электрон-дырочного хруповика происходит значительный рост выпрямленного тока в режимах, когда энергия Ферми носителей на подзатворных участках графена стремится к нулю.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 17-52-53063) и гранта Фонда развития теоретической физики «БАЗИС».

Литература

1. P. Olbrich, J. Kamann, M. König et al. // *Physical Review B*, V. 93, P. 075422 (2016).
2. D.V. Fateev, K.V. Mashinsky, V.V. Popov // *Applied Physics Letters*, V. 110, 061106 (2017).
3. Д.В. Фатеев, К.В. Машинский, Hua Qin et al. // *Физика и Техника Полупроводников*, Т. 51, № 11, 1552 (2017).
4. О.В. Полищук, Д.В. Фатеев, В.В. Попов // *Физика и техника полупроводников*, 51, № 11, 1514 (2017).

Изготовление геодезической линзы на алмазном волноводе термохимическим методом

В.С. Фещенко^{1*}, К.Н. Зяблюк¹, А.В. Митёнкин¹, А.А. Алтухов^{1§}, Э.А. Сенокосов²

¹ООО «ПТЦ «УралАлмазИнвест», ул. Ивана Франко, 4, Москва, 121108.

²Приднестровский Государственный Университет, ул. 25 Октября, 128, Тирасполь, 3300.

§ uai-co@yandex.ru, *feshchenko@mail.ru

В работе рассмотрен процесс формирования сферического углубления в алмазном волноводе с помощью термохимического метода. Опыт проводился в воздушной среде. Был использован стальной шарик, который при температуре более 800 °С сформировал в алмазной пластине сферическое углубление глубиной 60 мкм. Показано, что получить точное соответствие формы углубления кривизне поверхности шарика является нетривиальной задачей. Рассмотрены факторы, влияющие на искажение формы формируемого углубления. Показано что, по представленной в данной работе технологии, можно изготовить точную сферическую геодезическую линзу диаметром до 0.45 мм и глубиной до 9 мкм. Такие параметры вполне подходят для волноводных применений.

Введение

Алмаз, как перспективный материал для оптоэлектроники [1], уже длительное время вызывает пристальный интерес [2, 3] исследователей в связи с перспективами его применения в интегральной оптике, например в приборах с ПАВ [1, 3]. Но, экстремальная твёрдость алмаза создаёт некоторые трудности при его обработке. В частности, известные способы обработки алмаза [4] имеют малую скорость удаления материала (0,01...1 мкм/ч). В то же время, существует термохимический способ обработки алмаза [5], который позволяет преодолеть упомянутые трудности. В нашей работе исследуется процесс получения профиля геодезической линзы в монокристаллическом алмазе термохимическим способом в воздушной среде с помощью массивного стального шарика.

Эксперимент

Для эксперимента была использована полированная алмазная пластина с ориентацией [111], размером 2,7 x 2,13 мм и толщиной 0,53 мм. Содержание азота $3,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Полированный шарик изготовлен из стали марки ШХ15. В ее состав входят следующие карбидообразующие металлы: Fe $\approx 96\%$, Cr $\approx 1,6\%$, Ni $\approx 0,3\%$; содержание углерода C $\approx 1\%$. Радиус шарика был $R=2,77 \pm 0,01$ мм. Вес – $0,7 \pm 0,01$ г. Алмазную пластину помещали в муфельную печь. На пластину устанавливали шарик. Затем нагревали печь до температуры 810°C и выдерживали при

этой температуре некоторое время. Температура в печи измерялась с помощью термопары. Через 90 минут пластина с шариком извлекалась из печи. Затем, после остывания, профиль поверхности алмаза измерялся на прецизионном профилометре AlphaStep 200.

Результаты эксперимента

В результате эксперимента на поверхности алмазной пластины было получено углубление. Его профиль представлен на рисунке 1.

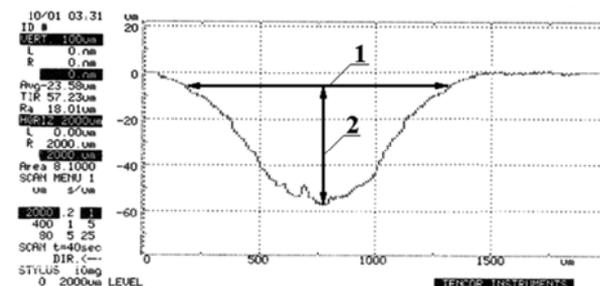


Рис. 1. Профиль пластины после отжига. 1 – хорда дуги c ; 2 – размер углубления h .

Шарик весь покрылся толстым слоем окалины, кроме места непосредственного контакта с алмазом (рис. 2). Визуально, через микроскоп МБС-9, в этом месте наблюдалось две зоны (1 и 2 на рис. 2), которые различались по цвету. С помощью шкалы микроскопа их диаметры были измерены. Мы получили в результате измерений, что диаметр внутреннего круга был равен $0,45 \pm 0,05$ мм, а внешний диаметр кольца был равен $0,97 \pm 0,16$ мм.

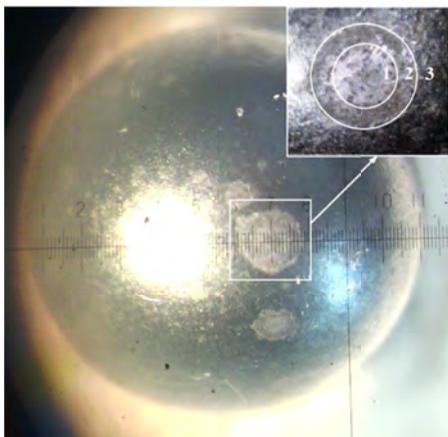


Рис. 2. Фотография шарика

Обсуждение результатов

Как видно из рис. 1, профиль лунки получился воронкообразный. Для расчёта локального радиуса кривизны лунки для различных высот h (рис. 1), мы воспользовались следующей формулой [6]

$$r = \frac{h}{2} + \frac{c^2}{8h} \quad (1)$$

где (см. рис. 1), h – глубина лунки, c – хорда дуги на высоте h .

Результаты измерений и расчёта радиуса кривизны приведены в табл. 1.

Таблица 1. – Результаты измерений и расчёт радиуса кривизны

№	h , мм	c , мм	r , мм	Δr , мм
1	0,056	1,46	4,77	0,004
2	0,041	0,95	2,77	0,003
3	0,012	0,45	2,12	0,002
4	0,0056	0,26	1,51	0,001

Мы видим, что при расчёте радиуса кривизны лунки можно выделить три области. Область 1, где $h=0\dots0,012$ мм, и соответственно $c = 0\dots0,45$ мм. Область 2, где $h = 0,012\dots 0,041$ мм, и соответственно $c = 0,45\dots0,95$ мм. Область 3, где $h \approx 0,041$ мм, и соответственно $c \approx 0,95$ мм. Причём, только в области 2 локальный радиус кривизны лунки точно соответствует реальному радиусу металлического шарика. Можно выдвинуть следующую гипотезу. Сначала углерод диффундирует из точки контакта стального шарика с алмазом А (см. рис.3) и диффундирует в общем направлении AD. По мере погружения шарика в алмаз, углерод, диффундирующий с поверхности шарика внутрь с вновь погружённых частей сферы (точки В и С), устремляется внутрь шарика (рис. 3), и в какое-то

время блокируют продвижение углерода из окрестности точки А в глубь шарика.

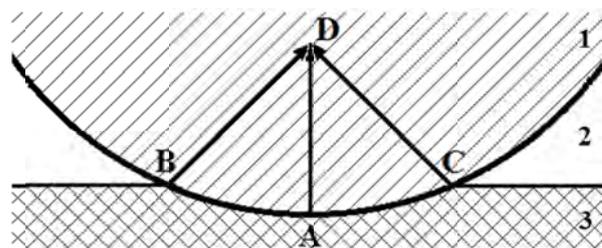


Рис. 3 – Схема диффузии углерода из алмаза в стальной шарик. 1 – стальной шарик, 2 – прослойка воздуха; 3 – алмаз

Поэтому, углерод начинает накапливаться в окрестности точки А, что приводит к увеличению объёма вещества и изменению радиуса кривизны. Начиная с глубины погружения $h = 0,012$ до $0,041$ мм, процесс приобрёл стационарный характер и радиус кривизны лунки точно соответствовал радиусу кривизны стального шарика. Начиная с $h = 0,041$ мм, кривизна лунки резко возрастает. Это связано с тем, что на поверхности стального шарика образуется окалина, которая существенно увеличивает кривизну шарика.

Выводы

По представленной в данной работе технологии, можно изготовить геодезическую линзу диаметром до $0,45$ мм и глубиной до 9 мкм (1 зона на стальном шарике). Что вполне подходит для волноводных применений [1].

Литература

1. R.G. Hunsperger // Integrated Optics: Theory and Technology – Edition 3. New York: Springer, 513 p. (2009).
2. P.W. May // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, V.358, P. 473 – 495 (2000).
3. B.P. Sorokin, G.M. Kvashnin, A.P. Volkov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 102, P. 113507, (2013).
4. М.П. Духновский, А.К. Ратникова, Ю.Ю. Фёдоров и др. // Электронная техника, сер. 1, СВЧ-техника, Вып. 2(495), С.41-46, (2008).
5. V.G. Ralchenko, T.V. Kononenko, S.M. Pimenov, Chernenko N.V., Loubnin E.N., Armejev V.Y. et al. // Diamond & Relat. Mater. 2, 904-909, (1993).
6. И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев // Справочник по математике для инженеров и учащихся ВТУ-Зов. – М.: Наука, 704 с. (1981).

Физика и химия формирования межфазовой границы между диэлектриком и металлом

Е.О. Филатова*, А.С. Конашук, С.С. Сахоненков

Санкт Петербургский государственный университет, физический факультет, Ульяновская ул., 3, Санкт Петербург, 198504

*elenaofilatova@mail.ru

Экспериментально установлена природа поляризационного слоя на границе TiN/ γ -Al₂O₃/Si. Показано, что образование поляризационного слоя происходит в результате замещения атомов азота кислородом в электроде TiN и, как следствие, искажением октаэдрической симметрии окружения, характерной для TiN. Для состояний, связанных с образованием кислородных вакансий в структуре γ -Al₂O₃, действительно характерна некоторая преимущественная ориентация, но направление ориентации горизонтально (параллельно плоскости межфазовой границы), поэтому не может быть причиной образования дипольного слоя. Показана возможность управления составом и протяженностью переходного слоя на межфазовой границе диэлектрик/металл путем введения тонкого окисного слоя.

Введение

Основной тенденцией современного развития высоких технологий является переход к нанометровому масштабу синтезируемых структур и слоев. Развитие нанотехнологий требует развития новых адекватных методов изучения и диагностики химического состава и атомного строения таких материалов и, особенно, многослойных наносистем, в которых возрастает роль межфазовых границ. Уменьшение топологических размеров многослойных структур ведет к существенному увеличению роли процессов, происходящих на межфазовой границе, таких как интердиффузия, окисление и химическая реакция, приводящих к формированию тонких интерслоев. Образовавшиеся промежуточные слои могут существенно влиять на основные характеристики приборов [1].

Методы рентгеновской спектроскопии при использовании синхротронного излучения имеют несомненный потенциал при исследовании наноструктурированных многослойных систем. Особенно следует выделить фотоэлектронную спектроскопию высоких энергий. Являясь неразрушающим методом, этот метод позволяет проводить исследования с высоким разрешением по глубине. Будет рассмотрен комплексный подход к изучению атомного и электронного строения как нанослоев, так и межфазовых границ (включая их протяженность) технологически важных TiN/Al₂O₃/Si, HfO₂/TiN/SiHfO₂/B/TiN/Si (B: TiO₂, Al₂O₃) систем. Все оксиды синтезированы методом молекулярного наслаивания.

Обсуждение результатов

В работе изучен полный путь миграции кислорода в системе TiN/ γ -Al₂O₃/Si, т.е. перераспределение кислорода на границе как со стороны пленки γ -Al₂O₃, так и со стороны электрода TiN методами ближней тонкой структуры спектров поглощения при использовании разнополяризованного синхротронного излучения, фотоэлектронной спектроскопии и фотоэлектронной спектроскопии высоких энергий [2]. Установлено, что при нанесении металлического электрода (TiN) на изначально стехиометричную пленку γ -Al₂O₃ даже при сравнительно низкой температуре 300° - 400°С образуется дефицит кислорода в приповерхностном слое γ -Al₂O₃ в результате его вымывания из пленки.

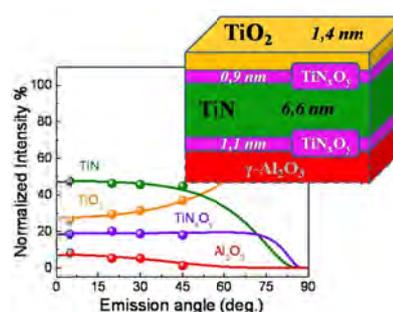


Рис. 1. Экспериментальные (кружки) и рассчитанные (кривые) с использованием пятислойной модели значения интенсивностей фотоэлектронных пиков, отвечающих различным слоям, образующих TiN/ γ -Al₂O₃/Si образец

Показано, что для состояний, связанных с образованием кислородных вакансий в структуре γ -Al₂O₃, характерна некоторая преимущественная ориентация, причем направление ориентации горизонтально (параллельно плоскости межфазовой границы).

В этой связи образование кислородных вакансий в $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ не может быть причиной образования дипольного слоя, приводящего к изменению эффективной работы выхода, и, как следствие, к изменению энергетического барьера, что опровергает существующее мнение.

Установлено, что поляризационный слой образуется в результате замещения атомов азота кислородом в электроде TiN и, как следствие, искажением октаэдрической симметрии окружения, характерной для TiN. Анализ электрода TiN выявил формирование преимущественно «растянутых» октаэдров в своей структуре с преимущественной ориентацией, имеющей ненулевую составляющую, перпендикулярную плоскости межфазовой границы (относительно границы раздела с $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$). Показано, что перераспределение кислорода на межфазовой границе $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}$ приводит к формированию оксинитрида TiN_xO_y со стороны TiN, при этом формирование оксида TiO_2 не происходит. Обнаружено дополнительное окисление электрода в результате воздействия окружающей среды, приводящее к формированию помимо TiN_xO_y оксида TiO_x на поверхности TiN. Результаты расчетов приведены на рис. 1: приведены экспериментальные (кружки) и рассчитанные (кривые) с использованием пяти-слойной модели значения интенсивностей фотоэлектронных пиков, отвечающих различным слоям, образующих $\text{TiN}/\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$ образец, в зависимости от угла эмиссии (при фиксированной энергии возбуждения 3010 эВ). Представлен процентный вклад каждого пика в общую суммарную интенсивность сигнала (сумма интенсивностей каждого пика составляет 100%). Выявленные закономерности важны для правильного предсказания величины энергетического барьера в системах оксид/металл.

Анализ систем на основе оксида гафния без/с тонким окисным слоем, введенным на границе HfO_2/TiN , указывает на формирование интерслоя на межфазовой границе, протяженность и состав которого сильно зависят от материала введенного слоя. Во всех изученных системах обнаружено формирование $\text{TiO}_2/\text{TiN}_x\text{O}_y$ интерслоя. Установлено, что введение слоя Al_2O_3 (~2 нм) препятствует в значительной степени вымыванию кислорода из HfO_2 (рис. 2, нижний). На границе формируется слой $\text{TiO}_2(0.5\text{нм})/\text{TiN}_x\text{O}_y(0.8\text{нм})$, обусловленный

созданием функциональных групп на поверхности TiN электрода, активных в последующем синтезе HfO_2 . Введение слоя TiO_2 (~1 нм) формирует наиболее протяженный слой TiO_2 (толще, чем в исходной системе HfO_2/TiN), существенно уменьшая толщину TiN_xO_y . В этом случае на границе формируется слой $\text{TiO}_2(1.4\text{нм})/\text{TiN}_x\text{O}_y(1\text{нм})$ без учета толщины введенного слоя TiO_2 (1 нм). Состав интерслоя в системе HfO_2/TiN , согласно проведенным расчетам, $\text{TiO}_2(1\text{нм})/\text{TiN}_x\text{O}_y(1.7\text{нм})$.

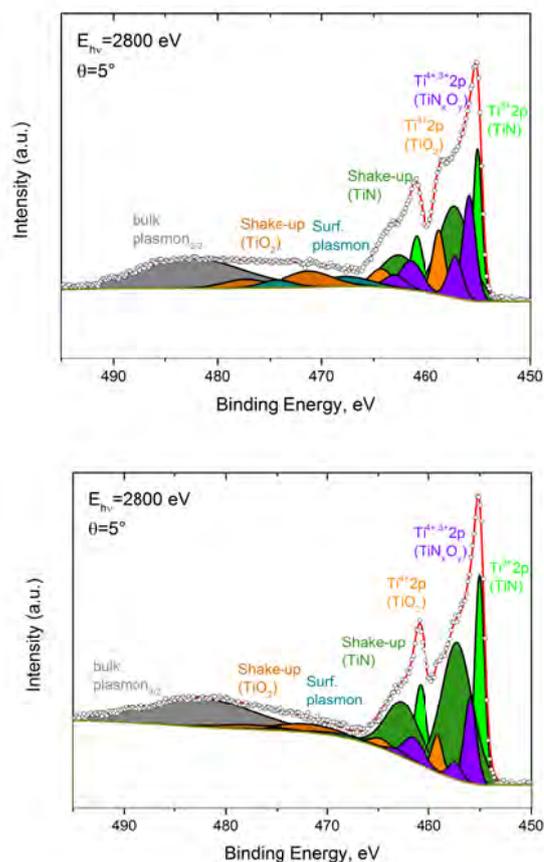


Рис. 2. Экспериментальный Ti2p фотоэлектронный спектр (кружки) HfO_2/TiN (верхний рисунок) и $\text{HfO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}$ (нижний рисунок) образцов, измеренный при энергии возбуждения 2800 эВ и угле эмиссии 5° . Разложение выполнено с помощью программы CASAXPS. Результирующая модельная кривая показана красным

Литература

1. V.V. Afanas'ev et al. // Appl. Phys. Lett. V. 98, 132901 (2011).
2. E.O. Filatova, A.S. Konashuk, S.S. Sakhonenkov et. al. // Scientific Reports V. 7,4541(2017).

Захват горячих дырок на возбужденные состояния акцепторов в квантовых ямах при оптическом рассеянии

Д.А. Фирсов^{1,*}, М.Я. Винниченко¹, А.Н. Софронов¹, Л.Е. Воробьев¹

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251

*dmfir@rphf.spbstu.ru

В работе рассчитана вероятность рассеяния неравновесных дырок на возбужденные состояния акцепторов в квантовой яме GaAs/AlGaAs с испусканием оптического фонона. В использованной модели мы распространили хорошо известное выражение для вероятности внутризонного оптического рассеяния двумерных горячих носителей заряда на случай, когда конечным состоянием для процесса рассеяния является возбужденное состояние акцепторной примеси. Рассчитана температурная зависимость вероятности захвата дырок на возбужденные состояния акцептора с одновременным испусканием оптического фонона. Полученные результаты позволяют оценить вклад процессов рассеяния на оптических фононах в экспериментально наблюдаемую электролюминесценцию акцепторов, связанную с внутризонными переходами дырок.

Введение

Энергии связи мелких примесей в легированных полупроводниковых структурах соответствуют терагерцовому спектральному диапазону. В настоящее время активно исследуется терагерцовое излучение легированных квантовых ям, связанное с излучательным захватом неравновесных носителей заряда на примесные центры. В работе [1] исследована терагерцовая фотолюминесценция доноров в квантовых ямах n-GaAs/AlGaAs в условиях одновременного стимулированного излучения на переходах типа донор – валентная зона. В работах [2-3] сообщается о низкотемпературной терагерцовой электролюминесценции акцепторов в квантовых ямах p-GaAs/AlGaAs в условиях примесного пробоя сильным продольным электрическим полем. В последнем случае, интегральная интенсивность ТГц эмиссии резко возрастает при превышении порога примесного пробоя, соответствующего возрастанию продольной проводимости структуры на несколько порядков [3]. В экспериментальных спектрах терагерцовой электролюминесценции видны как переходы горячих дырок на состояния акцепторов, так и внутризонные оптические переходы [2].

Энергия связи основного состояния акцептора в квантовых ямах GaAs/AlGaAs обычно превышает энергию оптического фонона. При этом захват дырок из первой валентной подзоны с испусканием оптического фонона возможен только на возбужденные состояния акцепторов. Это может способствовать увеличению интенсивности тера-

герцового излучения на внутризонных переходах дырок. В настоящей работе мы провели расчет вероятности захвата неравновесных дырок на возбужденные состояния акцепторов с одновременным испусканием оптического фонона.

Метод расчета

Для описания состояний примесного центра мы использовали двумерную водородоподобную модель. Разложив волновую функцию акцептора в ряд по базисным состояниям нижней подзоны размерного квантования валентной зоны, характеризующимся двумерным волновым вектором \mathbf{k} , можно записать коэффициенты разложения $C(\mathbf{k})$ как результат двумерного Фурье-преобразования плавных огибающих $\Psi(\mathbf{r})$, представляющих собой в рамках используемой модели состояния двумерного атома водорода (см. например [4]) с главным квантовым числом $n = 1$ и магнитными квантовыми числами $m = 0, \pm 1$. В этом случае можно выразить матричный элемент рассеяния на возбужденное состояние акцептора M через матричный элемент чисто внутризонного рассеяния M_{2D} , выражение для которого дано, например, в [5], как

$$|M|^2 = |M_{2D}|^2 \cdot |C|^2.$$

Записывая вероятность рассеяния, суммируя ее по всем фононам и усредняя по функции распределения дырок, мы получаем обратное время захвата τ^{-1} горячих дырок из валентной зоны на возбужденное состояние акцептора за счет испускания оптических фононов.

Результаты и обсуждение

Фурье-образы $C(\mathbf{k})$ для возбужденных состояний не интегрируются аналитически. Результат численного расчета показан на рис. 1.

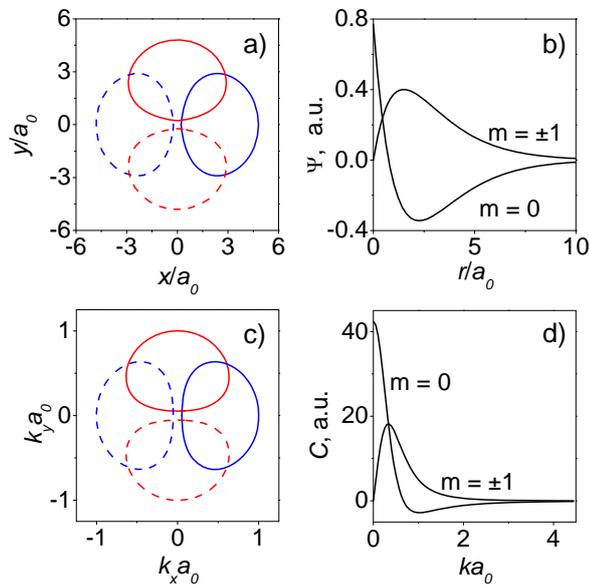


Рис. 1. Угловые и радиальные части волновых функций двумерного атома водорода (a, b) и их фурье-образов (c, d), соответственно, a_0 – Борковский радиус. Угловые части показаны в виде контурных графиков стандартных p_x (синие кривые) и p_y (красные кривые) комбинаций состояний с $m = \pm 1$, сплошные и пунктирные линии соответствуют положительному и отрицательному уровням контуров

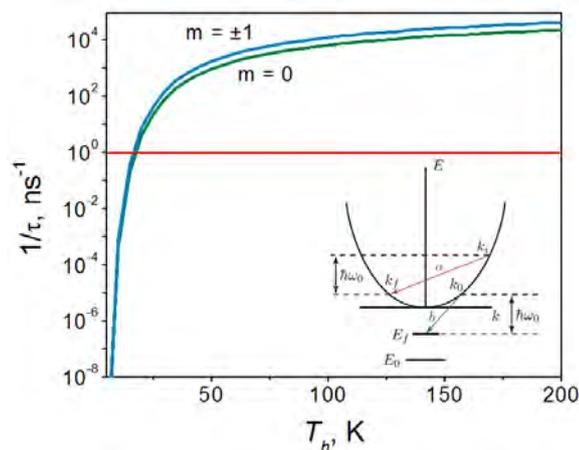


Рис. 2. Зависимость обратного времени захвата от температуры горячих дырок для квантовых ям GaAs:Be/AlGaAs шириной 3.8 нм с концентрацией акцепторов $3.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке – схема процессов внутризонного рассеяния (a) и рассеяния на возбужденные акцепторные состояния (b)

Полагая неравновесную функцию распределения дырок в условиях полной ионизации акцепторов электрическим полем близкой к распределению Ферми с эффективной температурой дырок T_h , мы провели расчет времени захвата в условиях, характерных для эксперимента [2,3], результаты которого показаны на рис. 2. Вероятность рассеяния резко возрастает с ростом температуры, что обусловлено, главным образом, увеличением числа дырок с энергией, достаточной для испускания оптического фотона. Для сравнения красной линией на рис. 2 показан типичный предел значений вероятности каскадного захвата носителей на примесные центры [6,7], который доминирует лишь при низких температурах.

Таким образом, вклад оптического рассеяния в террагерцовую электролюминесценцию на внутризонных переходах дырок может быть существенен.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (государственное задание №3.933.2017/4.6) и РФФИ (грант 16-32-60085).

Литература

1. I.S. Makhov et al. // Superlattices and Microstructures, V. 112, 79 (2017).
2. D.A. Firsov et al. // Semiconductors, V.49, 28 (2015).
3. A.N. Sofronov et al. // Proceedings of the 25th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology” p. 128 (2017).
4. H. Haug, S.W. Koch // Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors (World Scientific Pub Co Inc), pp. 235-267 (2009).
5. P.J. Price // Annals of Physics, V.133, 217 (1981).
6. V.N. Abakumov, V.I. Perel, I.N. Yassievich // Nonradiative Recombination in Semiconductors (North Holland/Elsevier) (1991).
7. V.Y. Aleshkin, L.V. Gavrilenko // Semiconductors V.51, 1444 (2017).

Эмиссия излучения дальнего инфракрасного диапазона при фотовозбуждении лазерных структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs

Д.А. Фирсов^{1,*}, И.С. Махов¹, В.Ю. Паневин¹, Л.Е. Воробьев¹, А.П. Васильев²,
Н.А. Малеев³

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., д. 29, Санкт-Петербург, Россия, 195251.

² Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур Российской академии наук, Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

*dmfir@rphf.spbstu.ru

Экспериментально продемонстрирована возможность увеличения интенсивности примесного терагерцового излучения за счет вынужденных межзонных оптических переходов электронов и дырок с участием примесных состояний в лазерных наноструктурах с легированными квантовыми ямами при межзонном фотовозбуждении неравновесных носителей заряда.

Введение

В легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs при межзонной оптической накачке наблюдается излучение дальнего инфракрасного диапазона, связанное с оптическими переходами неравновесных электронов из первой электронной подзоны и возбужденного донорного состояния на основное состояние донора в квантовой яме [1]. Интенсивность излучения в подобной системе, в частности, зависит от заселенности основного донорного состояния, опустошение которого происходит за счет спонтанной излучательной электрон-дырочной рекомбинации между основным донорным состоянием и состояниями валентной зоны. Наличие таких процессов было подтверждено результатами исследования фотolumинесценции в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне [2]. Вынужденные оптические переходы между основным примесным состоянием и валентной зоной должны приводить к интенсивному опустошению основного донорного состояния и, как следствие, к увеличению интенсивности дальнего инфракрасного излучения. Аналогичный механизм был использован ранее для увеличения интенсивности излучения среднего инфракрасного диапазона, вызванного внутризонными межуровневыми переходами электронов и дырок в квантовых точках [3]. В этих экспериментах опустошение нижних уровней кванто-

вых точек происходило благодаря межзонному вынужденному излучению.

Настоящая работа посвящена исследованию дальнего инфракрасного излучения в наноструктурах, в которых легированные квантовые ямы GaAs/AlGaAs заключены в градиентный волновод для ближнего инфракрасного излучения, при межзонной оптической накачке.

Образцы и методика эксперимента

Наноструктура для исследований была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs и содержала 10 квантовых ям GaAs/AlGaAs, образованных слоями GaAs толщиной 7.6 нм и разделенных барьерами Al_{0.3}Ga_{0.7}As толщиной 5 нм. Легирование квантовых ям осуществлялось кремнием в центральную область каждой ямы шириной 2.6 нм с поверхностной концентрацией $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Для достижения лазерной генерации в ближнем инфракрасном диапазоне квантовые ямы были заключены в симметричный градиентный волновод, а образцы были выполнены в форме резонаторов полного внутреннего отражения.

При оптических исследованиях образец размещался на медном держателе в криостате замкнутого цикла. Оптическое возбуждение осуществлялось импульсным твердотельным лазером с диодной накачкой (длина волны излучения 532 нм).

Исследования спектров дальней инфракрасной фотолюминесценции проводились с помощью вакуумного фурье-спектрометра со светоделителем из лавсана, детектирование дальнего инфракрасного излучения осуществлялось кремниевым болометром, который охлаждался жидким гелием.

Спектры фотолюминесценции в ближнем инфракрасном диапазоне измерялись с торца образца с помощью решеточного монохроматора, где в качестве детектора использовалась кремниевая ПЗС матрица, охлаждаемая жидким азотом. Дополнительно, одновременно с измерением спектров ближней инфракрасной фотолюминесценции, с поверхности образца измерялась интегральная интенсивность терагерцового излучения фотоприемником Ge:Ga, который был установлен рядом с образцом на расстоянии 1.2 мм.

Полученные результаты

Спектральные исследования люминесценции дальнего инфракрасного диапазона при слабых уровнях межзонного оптического возбуждения показали наличие двух полос излучения, связанных с переходами неравновесных электронов в основное состояние донорной примеси в квантовой яме из первой электронной подзоны и из возбужденных донорных состояний. При этом в спектрах люминесценции ближнего инфракрасного диапазона обнаружены полосы излучательной рекомбинации свободных и связанных экситонов, а также полоса излучения, вызванная рекомбинацией электрон-дырочных пар между основным донорным состоянием и валентной зоной. Рост уровня оптического возбуждения приводил к появлению межзонной лазерной генерации в ближнем инфракрасном диапазоне, которая характеризовалась появлением высокоинтенсивных узких линий вынужденного излучения, а также пороговым характером зависимости интегральной интенсивности ближнего инфракрасного излучения от мощности фотовозбуждения.

Зависимость интегральной интенсивности дальнего инфракрасного излучения от уровня оптической накачки представлена на рис. 1. При слабых уровнях оптического возбуждения (до порога лазерной генерации в ближнем инфракрасном диапазоне) интегральная интенсивность дальнего инфракрасного излучения зависит от мощности фотовозбуждения по корневому закону, что согласуется с аналогичными результатами для объемных полупроводников [4]. За порогом лазерной генерации эта

зависимость переходит в линейную. Обнаруженный рост интенсивности дальнего инфракрасного излучения за порогом лазерной генерации в ближнем инфракрасном диапазоне связывается с более эффективным опустошением основного донорного состояния в квантовых ямах за счет вынужденной излучательной электрон-дырочной рекомбинации.

Разница между пороговым значением мощности фотовозбуждения для межзонной лазерной генерации и мощностью, при которой увеличивается скорость роста интенсивности дальнего инфракрасного излучения, вызвана наличием нескольких линий стимулированного излучения, связанных с межзонной излучательной рекомбинацией электронов и дырок через основное и возбужденное примесные состояния в квантовых ямах.

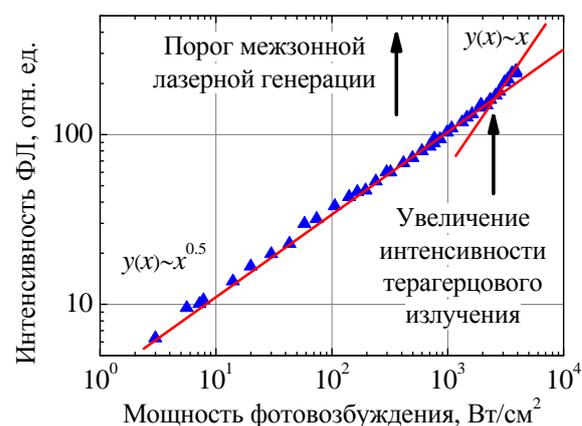


Рис. 1. Зависимость интегральной интенсивности дальнего инфракрасного излучения от мощности межзонного оптического возбуждения

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №16-02-00863 и Минобрнауки России (государственные задания 3.933.2017/4.6 и 3.5518.2017/7.8).

Литература

1. Д.А. Фирсов и др. // Физика и техника полупроводников, 49(1), 30 (2015).
2. L.E. Vorobjev et al. // Journal of Physics: Conference Series, 541(1), 012082 (2014).
3. Л.Е. Воробьев и др. // Успехи физических наук, 169(4), 459 (1999).
4. A.V. Andrianov et al. // JETP Letters, 91(2), 96 (2010).

Ренормализация эффективной массы электронов, полученной из периода осцилляций магнитосопротивления, индуцированных микроволновым излучением в GaAs/AlGaAs гетероструктурах

Д.Д. Фролов^{1,*}, А.В. Щепетильников¹, Ю.А. Нефёдов¹, И.В. Кукушкин¹, S. Schmult²

¹ Институт Физики Твёрдого Тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

² Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstraße 1, Stuttgart, Germany, 70569.

*frolov@issp.ac.ru

Осцилляции магнитосопротивления, индуцированные микроволновым излучением изучались в нескольких GaAs/AlGaAs гетероструктурах. Эффективная масса m_M , извлечённая из периода осцилляций, имела выраженную нелинейную зависимость от концентрации электронов n . При низкой концентрации электронов m_M существенно превосходит значение циклотронной массы электрона m_p , и резко уменьшается при увеличении n . Такая зависимость эффективной массы от концентрации указывает на многочастичную природу явления. Минимальное полученное значение m_M , которое оно достигает при умеренных концентрациях, меньше чем значение m_p , что находится в согласии с публикациями других исследовательских групп. Плавное возрастание m_M при дальнейшем увеличении концентрации можно отнести к непараболичности зоны проводимости.

Введение

При температурах жидкого гелия под действием СВЧ-излучения в двумерных электронных системах возникают выраженные осцилляции магнитосопротивления. Период осцилляций определяется отношением ω/ω_c , где ω — частота СВЧ-излучения, $\omega_c = eH/m_M c$ — частота циклотронного резонанса. Таким образом, из периода осцилляций можно извлечь эффективную массу электронов проводимости $m_M = Ve$.

Явление индуцированных излучением осцилляций магнитосопротивления исследуется на протяжении 20 лет, но до сих пор существует ряд проблем необъяснимых в рамках существующих теорий, а именно отсутствие влияния степени циркулярной поляризации излучения на амплитуду осцилляций[1], и существенное различие значений m_M и циклотронной массы m_p [2]. Такое расхождение, как правило, приписывают влиянию электрон-электронного взаимодействия, однако систематического исследования данного эффекта до сих пор проведено не было.

Целью данной работы было изучение влияния электрон-электронного взаимодействия на период осцилляций. Для этого была проведена серия экспериментов на ряде GaAs/AlGaAs гетероструктур с

концентрацией носителей в диапазоне от 0.8 до $6.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $1-2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Все образцы были выполнены в форме стандартного холловского мостика посредством фотолитографии. Сигнал осцилляций магнитосопротивления измерялся с помощью методики двойного синхронного детектирования. Измерения проводились в гелиевом криостате при температуре 1.5 K. В ходе эксперимента была получена зависимость m_M от концентрации электронов (рис. 1).

Значение эффективной массы при $n \approx 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ $m^* = 0.0587m_0$ (пустой красный кружок) из статьи [2] согласуется с нашими результатами. При этом, полученная нами зависимость не монотонна, и m_M резко возрастает с уменьшением концентрации носителей, превышая m_p (пустые треугольники)[4], и плавно возрастает при увеличении концентрации. Такая же зависимость была экспериментально показана при измерении эффективной массы методом анализа температурной зависимости осцилляций Шубникова–де Гааза m_S [3] и анализа спектров излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах m_F [4] (пустые квадраты). Следовательно, отличие m_M от m_p — результат перенормировки эффективной массы электронов вследствие сильного электрон-электронного взаимодействия. Данный экспериментальный факт тре-

бует дополнительного теоретического обоснования, так как не предсказывается существующими теориями индуцированных излучением осцилляций магнитосопротивления.

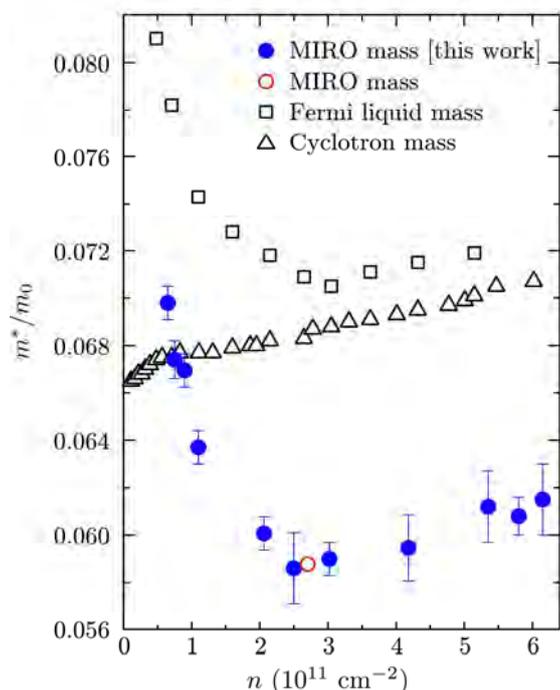


Рис. 1. Экспериментальная зависимость эффективной массы m_M от концентрации электронов проводимости (голубые закрашенные кружки). Значение эффективной массы $m_M = 0.0587m_0$, при концентрации $n \approx 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (пустой красный кружок) измерено в статье [2]. Пустые чёрные треугольники и пустые чёрные квадраты показывают зависимость от концентрации массы электронов полученной из циклотронного резонанса и массы Ферми квазичастиц из статьи [4]

Литература

1. Smet, J.H., Gorshunov, B., Jiang, C., Pfeiffer, L., West, K., Umansky, V., Dressel, M., Meisels, R., Kuchar, F. and von Klitzing, K., 2005. Circular-polarization-dependent study of the microwave photoconductivity in a two-dimensional electron system. *Physical review letters*, 95(11), p.116804.
2. Hatke, A.T., Zudov, M.A., Watson, J.D., Manfra, M.J., Pfeiffer, L.N. and West, K.W., 2013. Evidence for effective mass reduction in GaAs/AlGaAs quantum wells. *Physical Review B*, 87(16), p.161307.
3. Tan, Y.W., Zhu, J., Stormer, H.L., Pfeiffer, L.N., Baldwin, K.W. and West, K.W., 2005. Measurements of the Density-Dependent Many-Body Electron Mass in Two Dimensional GaAs/AlGaAs Heterostructures. *Physical review letters*, 94(1), p.016405.
4. Кукушкин, И.В. and Шмульц, Ш., 2015. Ферми-жидкостные эффекты и перенормировка массы квазичастиц в системе двумерных электронов с сильным взаимодействием. *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 101(10), pp.770-776.

Терагерцовые квантово-каскадные лазеры с использованием резонансного испускания оптического фонона для инъекции и экстракции

Р.А. Хабибуллин^{1*}, Н.В. Щаврук¹, Д.С. Пономарев¹, А.Н. Клочков¹, Д.В. Ушаков²,
А.А. Афоненко², О.Ю. Волков³, В.В. Павловский³, К.В. Маремьянин⁴, В.И. Гавриленко⁴

1 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

2 Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030.

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

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

* khabibullin@isvch.ru

В работе изготовлен и исследован ТГц ККЛ на основе GaAs/AlGaAs гетероструктуры с использованием резонансного туннелирования в качестве механизма накачки верхнего лазерного уровня и резонансного испускания оптического фонона в качестве механизма опустошения нижнего лазерного уровня. Проведено исследование влияния температуры на пороговый ток и выходную мощность изготовленного ТГц ККЛ, излучающего в области ~ 3.2 ТГц с максимальной рабочей температурой ~ 80 К. На основе численного моделирования предложен дизайн активной области ТГц ККЛ с использованием резонансного испускания оптического фонона в качестве механизма инъекции электронов.

Введение

На сегодняшний день одной из главных проблем ТГц ККЛ являются низкие рабочие температуры. Для ТГц ККЛ с частотами вблизи 3 ТГц максимальные рабочие температуры составляют 117 К в непрерывном режиме и 199.5 К при импульсной накачке. Однако при продвижении от 3 к 1 ТГц и от 3 к 5 ТГц выходные мощности и рабочие температуры ТГц ККЛ существенно снижаются, что связано с различными физическими ограничениями. Одним из подходов по увеличению рабочих температур ТГц ККЛ является переход на полупроводниковые материалы с большей энергией оптического фонона (GaN/AlGaN, ZnO/ZnMgO и др.). Другой подход основан на разработке новых схем работы ТГц ККЛ на основе GaAs/AlGaAs, чему и посвящена данная работа.

Моделирование и изготовление ТГц ККЛ

В работе был изготовлен и исследован ТГц ККЛ на основе трех квантовых ям (КЯ) GaAs/AlGaAs с резонансно-фононным дизайном. На рис. 1 представлена рассчитанная зонная диаграмма исследуемой структуры, которая находится в электрическом поле 12.3 кВ/см. Электроны из широкой КЯ инжекто-

ра/экстрактора туннелируют в двойную “лазерную” КЯ, где образуется два излучательных перехода $E_{53}=12.9$ мэВ ($f_{53}=0.35$) и $E_{63}=14.8$ мэВ ($f_{63}=0.26$). Спектры усиления при различных значениях напряженности электрического поля (12.0, 12.3 и 12.6 кВ/см) приведены на рис. 2. На основе данной структуры были изготовлены гребневые мезаполоски с двойным металлическим волноводом Au-Au шириной 100 мкм и длиной 1 мм, которые в дальнейшем были смонтированы на медном теплоотводе и разварены золотой проволокой.

Результаты и обсуждение

На рис. 3 представлены вольт-амперная характеристика, зависимость интенсивности излучения от тока и зависимость порогового тока от температуры для изготовленного ТГц ККЛ. Пиковая мощность ТГц ККЛ достигается при плотности тока около 1.2 кА/см². При использовании эмпирического выражения для зависимости порогового тока от температуры $J_{th} \sim \exp(T/T_0)$, характеристическая температура T_0 составила 49 К. На рис. 4 представлена экспериментальная зависимость выходной мощности от рабочей температуры и спектр излучения ТГц ККЛ. В измеренном спектре излучения ТГц ККЛ присутствуют три эквидистантные спек-

тральные линии 3.24, 3.28 и 3.32 ТГц, соответствующие продольным модам Фабри-Перо с $\Delta f=c/2nL=40$ ГГц при $L=1$ мм. Максимальная температура работы изготовленного ТГц ККЛ составила $T_{max} \sim 80$ К. Отметим, что при температурах выше 60 К наблюдается резкий спад выходной мощности ТГц ККЛ (см. рис. 4), что связано с активацией межподзонных механизмов рассеяния, которые приводят к потере когерентности при туннелировании электронов через барьер инжектора.

Актуальность вопроса когерентности электронного транспорта в ТГц ККЛ определяют малые значения энергии фотонов (порядка 10 мэВ) и, как следствие, малые энергии расщепления верхнего лазерного уровня и уровня инжектора для селективной ин-

жекции электронов. Это приводит к необходимости увеличения толщины барьерного слоя инжектора, что в свою очередь уменьшает вероятность туннелирования электронов из-за упругих межподзонных механизмов рассеяния “dephasing scatterings”. В работе проводилось численное моделирование дизайнов с инжекцией на основе резонансного испускания оптического фотона, что позволяет уменьшить толщину барьера инжектора. В данном случае электронный транспорт через барьер инжектора будет когерентным и можно ожидать увеличения характеристической температуры T_0 до 100 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-02-00070 А.

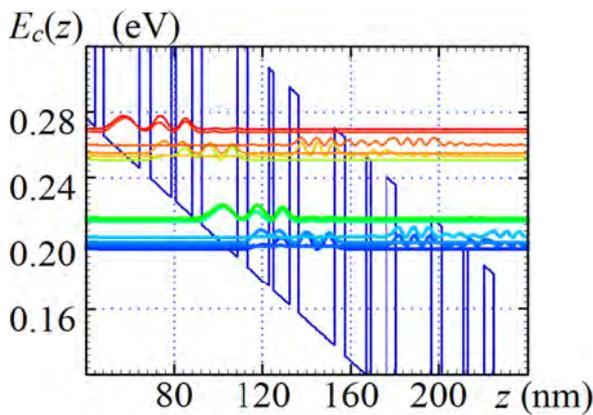


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости и квадраты модулей волновых функций электронов квантово-каскадной структуры, находящейся в электрическом поле 12.3 кВ/см (нумерация уровней “снизу вверх”)

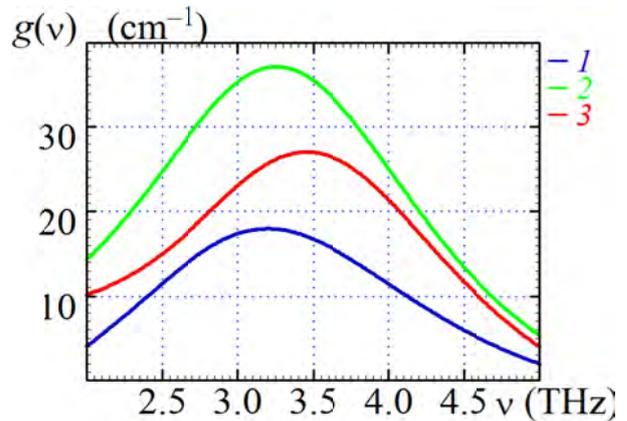


Рис. 2. Спектры усиления при различных значениях напряженности электрического поля $E = 12.0$ (1), 12.3 (2) и 12.6 (3) кВ/см

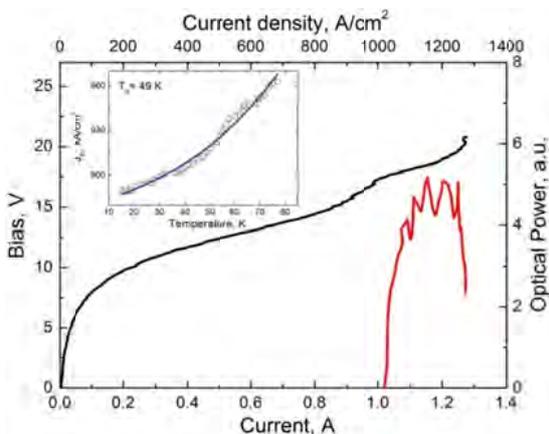


Рис. 3. ВАХ, зависимость интенсивности излучения от тока и зависимость порогового тока от температуры для изготовленного ТГц ККЛ

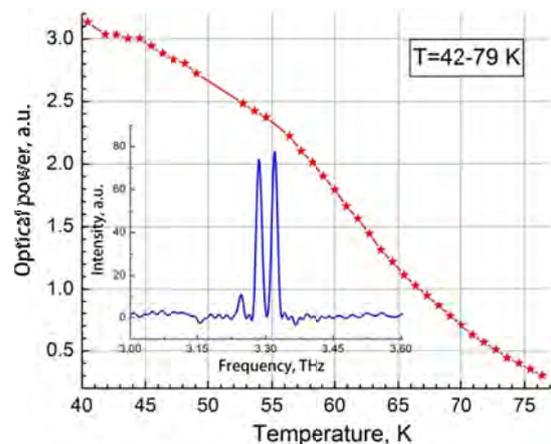


Рис. 4. Зависимость выходной мощности от рабочей температуры и спектр излучения ТГц ККЛ

Моделирование спектра фотолуминесценции глубоких InGaAs/GaAs квантовых ям с учетом деформации в эпитаксиальных слоях

С.В. Хазанова¹, В.Е. Дегтярев¹, Н.В. Байдусь², Н.Н. Григорьева¹

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.

² НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.

*khazanova@phys.unn.ru,

В данной работе проведено численное решение стационарного одномерного одноэлектронного уравнения Шрёдингера в приближении эффективной массы с учетом упругих напряжений в эпитаксиальных слоях In_xGa_{1-x}As/GaAs гетероструктуры, содержащей квантовый ямы. Путем расчёта положений энергетических уровней размерного квантования, оптических матричных элементов межзонных переходов, получен модельный спектр фотолуминесценции, который имеет хорошее совпадение с экспериментальным.

Введение

Гетероструктуры In_xGa_{1-x}As/GaAs с квантовыми ямами вызывают значительный интерес благодаря их широкому использованию при создании источников излучения в среднем и дальнем ИК диапазонах, НЕМТ-транзисторов, приборов спинтроники. Однако энергетические характеристики и оптические свойства реальных приборов сильно зависят от параметров роста, содержания индия и геометрии системы. В частности, возникают проблемы интерпретации спектров фотолуминесценции многомяных гетероструктур со сложным профилем потенциала. Кроме того, известно, что присутствие индия в составе гетероструктур усиливает упругие напряжения в слоях из-за рассогласования кристаллических решеток. Учет данных деформаций приводит к заметному сдвигу положения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, а, следовательно, к перестройке всего энергетического спектра. Таким образом, теоретический расчет спектров позволяет объяснить многие отклонения в оптических характеристиках структур при изменении технологических параметров роста.

Методика расчетов

В данной работе исследовались гетероструктуры In_xGa_{1-x}As/GaAs, содержащие одиночную и двойную квантовую яму (КЯ) с переменным содержанием индия (от $x = 0,1$ до $x = 0,4$). Для моделирования энергетического спектра системы используется численное решение стационарного одномерного

одноэлектронного уравнения Шрёдингера в приближении эффективной массы. Проведены численные расчёты положений энергетических уровней размерного квантования, оптических матричных элементов межзонных переходов. Теоретически построены спектры фотолуминесценции как функции энергии и температуры с учетом уширения по Гауссу [1].

$$I_{cv}^{(i)}(E, T) = \frac{\sum_{c',v'} |M_{c',v'}| e^{-(E-E_{c',v'})^2/\lambda^2} e^{-(E_{c',v'}-E_{c,v})/k_B T}}{\sum_{c',v'} e^{-(E_{c',v'}-E_{c,v})/k_B T}},$$

где $M_{c',v'}^{(i)}$ – матричный элемент вида

$$M_{c',v'}^{(i)} = \langle \psi_v | x_i | \psi_c \rangle.$$

который рассчитывается как интеграл перекрытия волновых функций соответствующих квантовых состояний. Тогда полная интенсивность получается путем суммирования интенсивностей от каждого перехода:

$$I = \sum_i I_{cv}^{(i)}.$$

Изоморфная деформация слоев In_xGa_{1-x}As рассчитывалась в приближении, полагающем, что эпитаксиальная пленка однородна в плоскости роста и выполняется закон Вегарда аналогично известной теории температурной деформации. При решении уравнений использованы результирующие, с уче-

том деформации, потенциалы $U_{c,v}(z)$ для электронов и тяжелых дырок:

$$U_c(z) = U_c^{(0)}(z) + a_c Sp\hat{\epsilon},$$

$$U_v(z) = U_v^{(0)}(z) + a_v Sp\hat{\epsilon} - b(\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx}),$$

a_c , a_v , и b – деформационные потенциалы, ϵ_{xx} , ϵ_{zz} – компоненты тензора деформации.

Исследована зависимость данных спектров от геометрических параметров (ширина ямы и барьера), а также температуры измерения структуры.

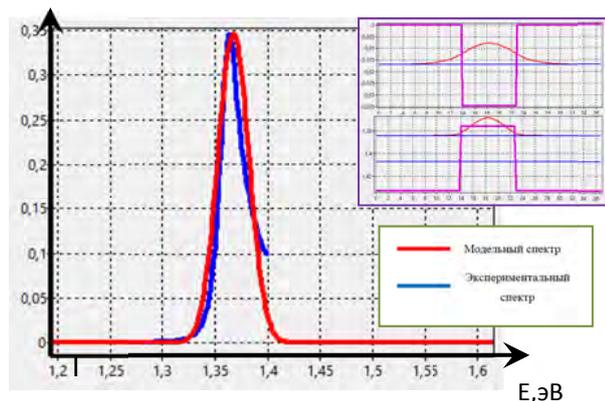


Рис. 1. Экспериментальный и модельный спектр ФЛ для одиночной КЯ с шириной $d = 9$ нм с концентрацией $\text{In } x = 0,1$ при $T = 300$ К

Наиболее хорошо кривые спектра ФЛ совпадают (см. рис. 1) для одиночных КЯ при небольшом содержании индия ($x = 0,1; 0,12$). С увеличением содержания In в структуре совпадение нарушается. Это может быть обусловлено тем, что в данном расчете не учитывается эффект сегрегации индия, приводящий к заметному размытию гетерограниц [2].

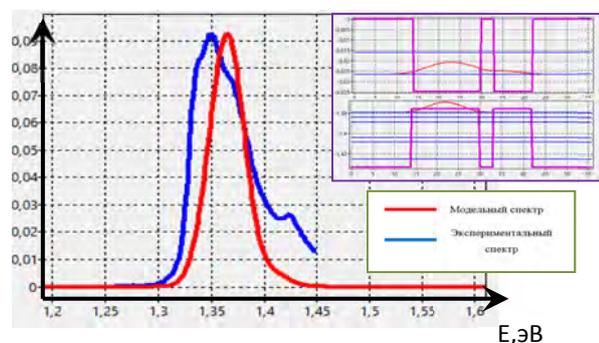


Рис. 2. Спектр ФЛ для двойной КЯ с параметрами 16/3/9 нм с концентрацией $\text{In } x = 0,1$ при $T = 300$ К

Для двойной КЯ спектр становится более сложным, однако положение основного пика ФЛ достаточно хорошо описывается предложенной моделью.

На рис. 3 показаны зависимости положения пика ФЛ, соответствующего оптическому межзонному переходу, рассчитанному с учетом и без учета упругих напряжений в эпитаксиальных слоях.

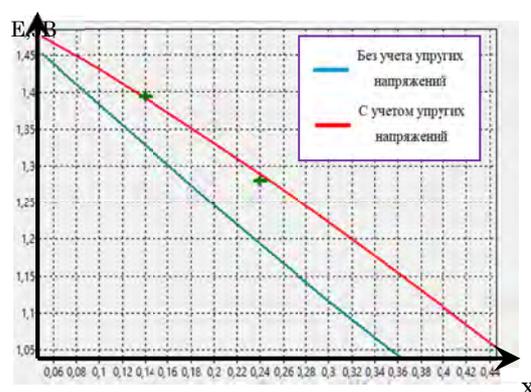


Рис. 3. Зависимость энергии электронно-дырочного перехода в структуре $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ от концентрации $\text{In } (x)$. Экспериментальные точки (зелёные) соответствуют одиночным КЯ шириной $d = 10,5$ нм при $x = 0,24; 0,14; T = 77$ К

Выводы

Таким образом, моделирование спектров позволяет провести анализ экспериментальных данных, скорректировать ширину ям и барьеров с целью оптимизации технологических параметров, также учесть реальные напряжения в слоях. В данной работе можно решать и обратную задачу – нахождение процентного содержания In в твердом растворе по положению первого пика в спектральной зависимости путем сопоставления экспериментальных и теоретических данных. При этом совпадение расчетных и экспериментальных результатов достаточно хорошее.

Литература

1. M. Califano and A. Zunger // PRB, 70, p.165127, (2004).
2. S.V. Khazanova, M.I. Vasilevskiy // Semicond. Sci. Technol. – Vol. 25, N 8. – P. 85008, (2010).

Разработка модели мощного вертикального ДМОП-транзистора с учетом воздействия гамма-излучения

А.В. Хананова^{1, 2}, С.В. Оболенский¹

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

² ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина».

*obolensk@rf.unn.ru

Предложен подход к расчету параметров мощного вертикального ДМОП-транзистора в условиях воздействия импульсного гамма-излучения. Использован комплекс технологической и физико-топологической моделей. Сравнение с экспериментальными данными показало, что полученная комплексная модель корректно описывает работу прибора при воздействии гамма-квантов и в их отсутствии. Применение данного подхода позволит проводить моделирование работы перспективных электронных схем в условиях радиационного облучения.

Введение

При разработке электронных схем специального назначения необходимо определять отклонения от штатного характера функционирования в момент и после радиационного облучения [1]. Для решения указанной задачи обычно используют методы моделирования на основе эквивалентной схемы транзисторов и сводят задачу к решению системы уравнений Кирхгофа [2]. Однако сами параметры эквивалентной схемы необходимо предварительно измерить, в том числе в момент радиационного воздействия, что является весьма сложной задачей.

Благодаря наличию в литературе данных о чувствительности параметров полупроводниковых материалов к радиационному воздействию для уточнения параметров эквивалентной схемы без проведения эксперимента, лучше всего подходят физико-топологические модели, основанные на решении базовых уравнений физики полупроводников [3]. При использовании такого подхода нужны данные о геометрических размерах и уровнях легирования областей полупроводниковой структуры транзистора. Для определения указанного в работе использовалось технологическое моделирование. По известным электрическим характеристикам и геометрическим размерам структуры прибора определялись параметры технологии изготовления рассматриваемого прибора. В результате моделирования процесса изготовления транзистора получали параметры его двумерной поперечной структуры. Указанная процедура итерационно повторялась несколько раз, что позволило уточнить решение.

Объект исследования

Объектом исследований являлся кремниевый эпитаксиально-планарный транзистор из состава транзисторной сборки, содержащей два транзистора в одном корпусе. В ходе исследований транзисторная сборка была раскорпусирована, ее изображение, полученное на оптическом микроскопе, показано на рис. 1а. Затем при помощи электронного микроскопа было получено увеличенное изображение поверхности пластины (рис. 1б), и определено, что в состав одного транзистора входят около $1,6 \cdot 10^5$ элементарных ячеек. Затем на пластине транзистора ионным пучком был произведен срез, на котором при помощи электронного микроскопа было получено изображение поперечного сечения одной ячейки транзистора (рис. 1в).

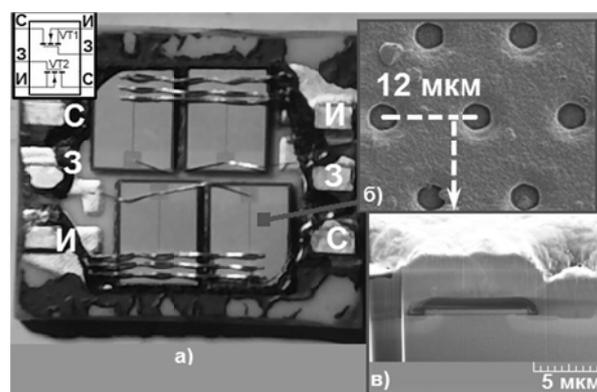


Рис. 1. Метод получения геометрических параметров структуры: а) общий вид транзисторной сборки; б) вид активных ячеек транзистора; в) поперечный разрез активной области транзистора

Расчеты и эксперименты

В ходе восстановления структуры транзистора в среде технологического моделирования были воспроизведены только основные этапы [4] технологического процесса: 1) эпитаксиальное наращивание n -слоя на высоколегированной исходной p^+ пластине; 2) выращивание слоя изолятора с последующим формированием ионной имплантацией высоколегированных p^+ областей; 3) формирование защитного слоя изолятора над p^+ областями; 4) выращивание изолятора затвора и нанесение поверх него слоя поликремния; 5) создание p и n^+ областей вокруг p^+ областей методом ионной имплантации с дальнейшей разгонкой методом диффузии. На рис. 2 приведены конструктивные параметры структуры транзистора, полученные в ходе расчета.

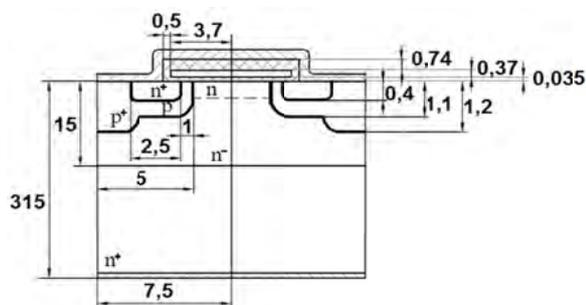


Рис. 2. Параметры структуры транзистора, полученные в ходе технологического моделирования (мкм)

Это позволило провести физико-топологическое моделирование процессов движения электронов в приборе. Решалась система, состоящая из уравнений Пуассона и непрерывности, выражений для плотности тока электронов и дырок. Сравнение измеренной и рассчитанной ВАХ приведено на рис. 3.

Для моделирования токов транзистора в момент импульсного гамма-облучения вводилась временная зависимость коэффициента генерации электронно-дырочных пар от времени, которая учитывалась в уравнении непрерывности. Полученные в результате расчета зависимости тока транзистора от времени сравнивались с экспериментом (рис. 4).

Выводы

Предложенный комплекс технологического и физико-топологического моделирования позволяет определять ключевые конструктивные параметры двумерной полупроводниковой структуры ДМОП транзисторов и проводить моделирование их элек-

трических параметров, в том числе в условиях нестационарного гамма-облучения.

Такой подход имеет преимущества перед использованием традиционных схемотехнических моделей, так как позволяет использовать известные данные о параметрах полупроводниковых слоев, в том числе в условиях радиационного воздействия. Это повышает достоверность получаемых результатов

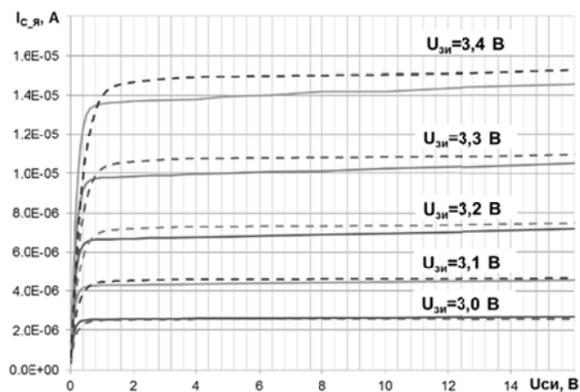


Рис. 3. Сравнение измеренной и рассчитанной ВАХ ДМОП транзистора

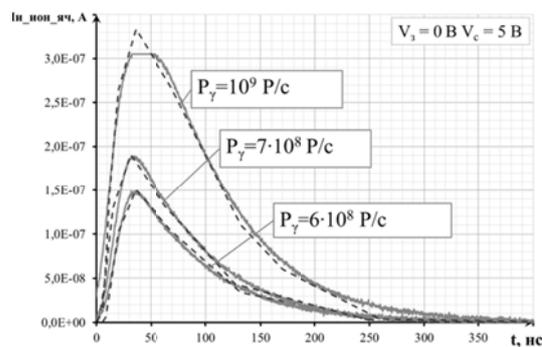


Рис. 4. Сравнение зависимости ионизационных токов транзистора от времени (- - расчет, — эксперимент)

Литература

1. В.М. Кулаков, Е.А. Ладыгин, В.И. Шаховцов и др. // М.: Советское радио, 1980. – 224 стр.
2. К.О. Петросянц, Л.М. Самбурский, И.А. Харитонов и др. // Известия вузов. Электроника, 2011г, №1 (87), стр. 20-28.
3. К.О. Петросянц, М.В. Кожухов // Проблемы разработки перспективных микро- и нанозлектронных систем (МЭС). 2016. № 4. стр. 2-9.
4. А.И. Курносов, В.В. Юдин. – М.: Высшая школа, 1986. – 368 с.

Нелинейный спиновый резонанс в мелкой квантовой точке, сформированной в нанопроволоке из InSb

Д.В. Хомицкий^{1,*}, Е.А. Лаврухина^{1*}, Е.Я. Шерман²

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

² Университет Страны Басков, факультет науки и технологии, 48080 Бильбао, Испания.

*khomitsky@phys.unn.ru

Представлены результаты моделирования электрического дипольного спинового резонанса в мелкой квантовой точке, созданной полем затвора в нанопроволоке на основе InSb с сильным спин-орбитальным взаимодействием, и помещённой в магнитное поле. Обнаружено, что при воздействии на систему периодического электрического поля с частотами в диапазоне 4...12 ГГц и амплитудой 1...3 В/см происходит эффективное вовлечение в динамику как локализованных состояний, так и делокализованных состояний континуума. Полученная зависимость частоты Раби переворота спина от напряжённости поля носит нелинейный характер, что необходимо учитывать и при проектировании различных элементов на базе одномерных наноструктур с квантовыми точками.

Введение

В последнее десятилетие наблюдается стабильный интерес к спиновым явлениям в наноструктурах пониженной размерности, таким как одномерные нанопроволоки [1-3]. В таких структурах при формировании в них квантовых точек с потенциалом конфайнмента небольшой глубины возможно эффективное взаимодействие локализованных в точке состояний с делокализованными состояниями континуума в нанопроволоке. Это взаимодействие может иметь влияние на резонансные явления под действием периодического электрического поля. Известно, что динамика спиновых и зарядовых степеней свободы в системе со многими уровнями имеет богатый характер. В частности, явление электрического дипольного спинового резонанса (ЭДСР) в системе со многими уровнями рассматривалось нами в двойной квантовой точке [4] и в двумерном квантовом биллиарде [5], где были обнаружены сложные, нелинейные по амплитуде электрического поля закономерности динамики, в том числе проявления квантового хаоса.

Модель и основные результаты

В данной работе представлены результаты теоретических исследований ЭДСР в мелкой квантовой точке, созданной полем затвора в нанопроволоке на основе InSb (рис. 1), и помещённой в магнитное поле с индукцией до 25 мТ. В этом материале за счёт больших значений электронного g -фактора и параметра спин-орбитального взаимодействия

(COB) можно ожидать эффективного возбуждения спинового резонанса, что является основой для функционирования спинового кубита. Гамильтониан системы складывается из трёх слагаемых:

$$H = H_0 + H_1 + V(x, t). \quad (1)$$

Первое слагаемое H_0 содержит потенциал одиночной квантовой ямы глубины U_0 (см. рис. 1):

$$H_0 = p^2/2m - U_0/\cosh^2(x/d). \quad (2)$$

В нашей задаче $U_0=1.5$ мэВ, эффективная ширина ямы $d=10$ нм, эффективная масса электрона в InSb $m=0.0136 m_0$, и $p \equiv p_x$. В таких условиях яма является мелкой: в ней формируется один дискретный уровень $E_1^{(0)} = -0.072$ мэВ, а состояния с положительными энергиями принадлежат континууму. При наложении на систему магнитного поля B_z вдоль Oz , а также при учёте COB Рашбы, гамильтониан H_0 приобретает добавку

$$H_1 = \alpha \sigma_y p + \mu_B g B_z \sigma_z / 2, \quad (3)$$

где α есть амплитуда COB, μ_B – магнетон Бора, $g=-50.6$ есть электронный g -фактор в InSb. При этом происходит зеемановское расщепление уровня $E_1^{(0)}$ по спину на два уровня E_1 и E_2 , схематически показанное на рис. 1, и аналогичное расщепление для всех состояний континуума. При воздействии

на систему периодическим электрическим полем гамильтониан в одномерной задаче приобретает нестационарную добавку в скалярном потенциале:

$$V(x,t) = |e|F_0 x \sin(\omega t), \quad (4)$$

где F_0 есть амплитуда поля, а частота ω выбирается нами из условия попадания в резонанс между основным локализованным уровнем E_1 и первым возбуждённым локализованным состоянием E_2 , имеющим противоположную по знаку проекцию спина на ось Oz (рис. 1). В нашей задаче это отвечает частотам в диапазоне 4...16 ГГц для магнитного поля 6...25 мТ. При этом, как показывают наши расчёты, происходит эффективное вовлечение в динамику также множества делокализованных состояний континуума, распространяющихся во всей нанопроволоке. Расчёт динамики в периодическом поле ведётся нами с использованием методов теории Флоке [4]. Зависимость частоты Раби переворота спина от напряжённости поля F_0 приобретает сложный, нелинейный характер, что уже отмечалось нами для других систем со многими уровнями, участвующими в динамике [4, 5].

На рис. 2 показана зависимость обратного времени переворота спина T_{sf} (spin flip), т.е. $1/T_{sf}$, в единицах обратного периода $1/T$ электрического поля, как функция амплитуды поля F_0 в диапазоне 0...3 В/см, для параметра Рашбы (а) $\alpha=6$ мэВ·нм и (б) $\alpha=25$ мэВ·нм. Магнитное поле $B_z=12.5$ мТ, что отвечает частоте перехода $f=8.48$ ГГц. Видна существенно нелинейная зависимость $1/T_{sf}$ от амплитуды поля. В целом рост $1/T_{sf}$ замедляется с ростом F_0 более явно на рис. 2б, отвечающим увеличенному α , что говорит об усилении нелинейности с ростом амплитуды СОВ, когда взаимодействие с состояниями континуума более эффективное.

Наблюдаемые в расчётах особенности спиновой динамики необходимо учитывать при проектировании различных элементов на базе одномерных наноструктур с квантовыми точками, имеющих небольшое число локализованных состояний, поскольку важную роль в протекании ЭДСР начинает играть взаимодействие с состояниями континуума.

Работа выполнена при поддержке грантов в рамках проектной части Государственного задания Министерства образования и науки РФ 3.3026.2017/ПЧ, РФФИ 16-57-51045-НИФ_а, проектов FIS2015-

67161-Р Министерства экономики Испании и ИТ-472-10 Правительства Страны Басков.

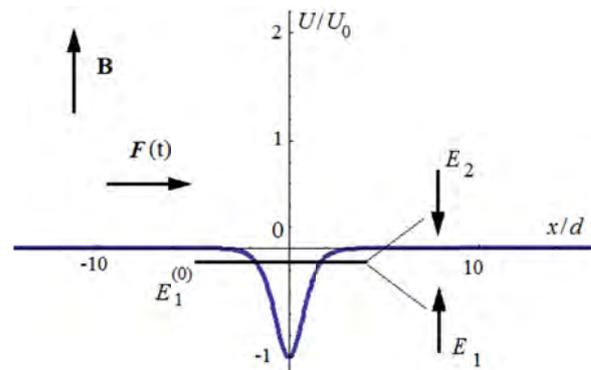


Рис. 1. Схема квантовой ямы с потенциалом $U(x)$ из (2) и одним дискретным уровнем $E_1^{(0)}$ в нанопроволоке. При наличии магнитного поля B происходит расщепление состояния $E_1^{(0)}$ по спину на E_1 и E_2 . Спиновый резонанс индуцируется периодическим электрическим полем $F(t)$

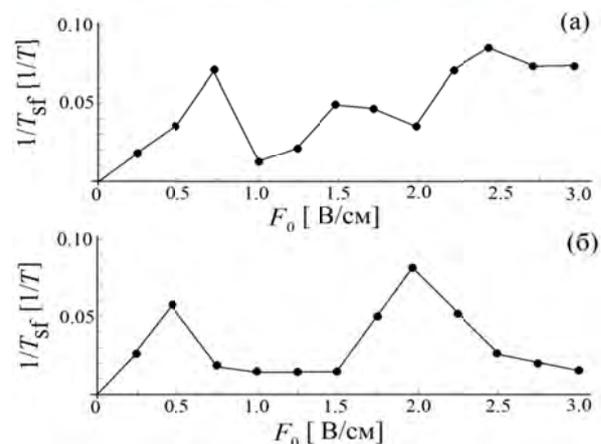


Рис. 2. Зависимость обратного времени переворота спина $1/T_{sf}$ в единицах обратного периода $1/T$ электрического поля как функция амплитуды поля F_0 для параметра Рашбы (а) $\alpha=6$ мэВ·нм и (б) $\alpha=25$ мэВ·нм. Видна нелинейная зависимость $1/T_{sf}$ от амплитуды поля, причём рост $1/T_{sf}$ как функции F_0 замедляется с увеличением α

Литература

1. J.H. Jefferson, A. Ramsak, T. Rejec // J. Phys.: Cond Mat, V.20, p.164206 (2008).
2. D. Csontos, P. Brusheim, U. Zulicke, H.Q. Xu // Phys. Rev. B, V.79, p.155323 (2009).
3. M.O. Hachiya, G. Usaj, J. Carlos Egues // Phys. Rev. B, V.89, p.125310 (2014).
4. D.V. Khomitsky, L.V. Gulyaev, E.Ya. Sherman // Phys. Rev. B, V.85, p.125312 (2012).
5. D.V. Khomitsky, A.I. Malyshev, E.Ya. Sherman, M. Di Ventura // Phys. Rev. B, V.88, p.195407 (2013).

Нитевидные нанокристаллы на основе фосфидных соединений

Г.Э. Цылин^{1-3*}

1 Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН, ул. Хлопина, д. 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, Рижский пр. д.26, Санкт-Петербург, 190103.

3 Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

*cirlin@beam.ioffe.ru

Рассмотрены процессы формирования и свойства нитевидных нанокристаллов на основе фосфидных соединений. В частности, будут рассмотрены ННК в системе InP/InAsP/InP на различных подложках, а также GaP с различными кристаллографическими фазами.

Введение

Гетероструктуры на основе фосфидных соединений являются одним из наиболее исследуемых, так как их оптический диапазон охватывает как инфракрасную область излучения (например, твердые растворы на основе InAsP), так и видимый и ультрафиолетовый диапазоны (GaAsP, AlP и др.) Уменьшение размеров наноструктур до единиц/десятков нанометров увеличивает влияние поверхности на их физические свойства. К подобным наноструктурам относятся, в первую очередь, нитевидные нанокристаллы (ННК), интерес к которым неуклонно растет в последние 10 лет. Одним из важных преимуществ ННК является их рост на «чужих подложках» при сохранении высокого кристаллографического и оптического качества. Это объясняется тем, что снятие механических напряжений, неизбежно возникающих при росте соединений с разной постоянной решетки, эффективно снимается на боковых гранях ННК и формирование дефектов типа дислокаций несоответствия подавлено. В связи с этим, рассматривая рост фосфидных ННК, оказывается возможным как рост на более дешевых подложках, чем фосфидные, так и формирование гетероструктур непосредственно в теле ННК. Кроме того, одним из свойств III-V ННК является их возможное формирование как в кубической, так и в гексагональной фазе. Данный эффект наблюдается для большинства III-V ННК (GaAs, InAs, GaP, InP и т.д.) в различных ростовых технологиях, как при каталитическом росте на частицах Au, так и в отсутствие катализатора, на подложках III-V и Si(111). Возможное чередование структур с различной кристаллической фазой приводит к формированию принципиально новых ге-

тероструктур, например, т.н. «кристаллографическая квантовая точка». Поэтому контроль кристаллической фазы в настоящее время рассматривается как одна из главных проблем на пути практического использования полупроводниковых ННК.

Эксперимент

Ростовые эксперименты проводились на установке молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) Compact 21 фирмы Riber. Установка включает в себя отдельную камеру металлизации с эффузионным источником золота, из которой образец может быть перемещен в ростовую камеру без нарушения условий вакуума. В качестве подложек для МПЭ роста использовались пластины Si(111) и InP(111)B. Для роста структур в системе InAsP/InP пластина со сформированными каплями катализатора перемещалась в ростовую камеру, оснащенную эффузионными источниками индия и крестерными источниками мышьяка и фосфора, где подложка нагревалась до 250°C в случае использования подложки Si(111) и 400°C в случае подложки InP(111)B. После стабилизации температуры подложки, открывались заслонки индия и фосфора, и начинался синтез InP ННК. Поток In на поверхность подложки соответствовал скорости роста двумерного слоя 0.5 монослоя в секунду. После 15 минут роста на 20 секунд открывалась заслонка мышьяка для формирования InAsP вставки. На завершающем этапе роста заслонка мышьяка закрывалась, рост InP продолжался еще в течение 5 минут для формирования покрывающего слоя. Для роста GaP ННК, отношение потоков осаждаемых материалов и температура подложки кратковременно изменялись в процессе синтеза ННК с целью

исследования возможности создания наноразмерных включений различных политипов. Для исследования поверхности во время проведения ростовых экспериментов *in situ* использовался метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Картины ДБЭО однозначно свидетельствовали о формировании ННК в вюрцитной фазе для случая InAsP/InP и смешанной вюрцитной/кубической для случая GaP ННК. Исследование поверхностной морфологии проводилось методами растровой электронной микроскопии (РЭМ). Для исследования оптических свойств использовался метод низкотемпературной фотолуминесценции (ФЛ), в том числе, микро-ФЛ.

Результаты

Установлено, что InP на поверхности Si(111) ННК сформировались преимущественно в направлении (111), лишь менее 5% от всех ННК имели другие направления роста. По-видимому, это связано со спецификой нанесения металлического слоя для формирования капель – катализаторов роста, а именно отсутствием этапа переноса подложки после напыления слоя в ростовую камеру установки МПЭ с нарушением вакуумных условий. В противном случае, в связи с быстрым формированием естественного окисного слоя на поверхности подложки, его дальнейшее удаление происходит при достаточно высокой температуре подложки (~950°C), что может приводить к неконтролируемому травлению на границе раздела «капля – подложка», и, соответственно, к нарушению когерентности роста. Следует также отметить, что столь высокий процент когерентных ННК не характерен даже для ансамблей ННК, полученных литографическими методами, для которых величина когерентности 80% уже является значительной. Обнаружено интенсивное излучение на длине волны ~ 1.3 μm при комнатной температуре от подобных наноструктур. Для оценки оптического качества структур было выполнено сравнение их интегральной интенсивности ФЛ с интенсивностью реперной структуры, оптический квантовый выход которой был принят за 100%. Интегральная интенсивность ФЛ структур составляет ~ 20%, что свидетельствует об их высоком оптическом совершенстве. Таким образом,

полученные результаты позволяют рассматривать данную систему в качестве как перспективную для дальнейшей интеграции оптических элементов на кремниевой платформе с волоконно-оптическими системами.

Для системы InAsP/InP на поверхности InP(111)В были успешно сформированы нановключения InAsP с характерными размерами 25-30 нм в матрице InP ННК. Установлено, что с помощью температуры роста ННК возможно контролировать структуру интерфейса InAsP/InP, а при изменении соотношения потоков элементов 5 группы – состав нановключений в диапазоне InAs_{0.35}P_{0.65} - InAs_{0.5}P_{0.5}. Получено излучение при комнатной температуре наблюдения в диапазоне длин волн 1.2 – 1.55 μm в зависимости от соотношения элементов 5 группы. Ширина линии низкотемпературной микрофотолуминесценции от одиночных ННК составила 120 μeV , подтверждающая нуль-мерный характер нановключений.

Кроме того, рассмотрено влияние послеростового отжига гетероструктурных InP/InAsP/InP(111)В и InP/InAsP/Si(111)ННК на их структурные и оптические свойства. Показано, что процедура кратковременного отжига в атмосфере аргона позволяет повысить интенсивность излучения от InAsP-квантовых точек и существенно понизить плотность структурных дефектов в нитевидных нанокристаллах.

Для GaP/Si(111) ННК показано, что изменения химического потенциала за счет изменения условий роста, показали себя эффективным средством для контролируемого переключения кристаллической структуры во время активированного золотом роста ННК GaP. Данные ПЭМ и спектры ФЛ подтвердили преобладание гексагональной кристаллической структуры в ННК GaP. При изменении химического потенциала в гексагональной структуре ННК GaP контролируемо образовывались нановставки с кубической структурой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ и грантов РФФИ. Образцы были синтезированы за счет гранта Российского Научного Фонда (проект №14-12-00393).

Внутрицентровая релаксация мелких доноров мышьяка в деформированном германии. Инверсия населенностей при оптическом возбуждении

В.В. Цыпленков^{1,*}, Р.Х. Жукавин¹, В.Н. Шастин¹

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

*Tsyplenkov1@yandex.ru

В работе проводится расчет скоростей релаксации нижних возбужденных состояний $1s(T)$, $2p_0$, $2s$, $3p_0$, $2p_{\pm}$ доноров мышьяка в кристалле германия при взаимодействии с длинноволновыми акустическими фононами в зависимости от одноосной деформации сжатия в кристаллографическом направлении $[111]$. На основе вычисленных времен произведены оценки населенностей состояний при оптическом возбуждении. Теоретически показано, что оптическое возбуждение среды формирует инверсную населенность уровней донора мышьяка, и при нулевом значении деформации приводит к возможности реализации четырехуровневой лазерной схемы с излучательным переходом между состояниями $2p$ и триплетным состоянием $1s$. В условиях оптического возбуждения излучением CO_2 лазера оценочное значение ожидаемого коэффициента усиления в среде при концентрации доноров $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ составляет $\sim 0.5 \text{ см}^{-1}$ на частоте 1.98 ТГц в случае, если рабочим переходом является $2p_{\pm} \rightarrow 1s(T)$ и 1.25 ТГц , если рабочий переход – $2p_0 \rightarrow 1s(T)$.

Введение

Поиск новых компактных источников когерентного излучения в ТГц диапазоне в настоящее время остается актуальной задачей. Особенный интерес вызывают полупроводниковые источники на основе кремния и германия, что обусловлено развитостью соответствующей технологии. В настоящей работе теоретически показана возможность генерации ТГц излучения ($\sim 1.2 - 2 \text{ ТГц}$) на внутрицентровых переходах донора мышьяка в кристалле германия при оптическом возбуждении. Не смотря на наличие в этом диапазоне других источников излучения, появление источника на основе объемного Ge было бы очень полезным.

Теоретическая модель и результаты

Описание волновых функций состояний доноров в германии производилось в рамках приближения эффективных масс. Зона проводимости кристалла германия имеет четыре эквивалентных минимума (долины) в k -пространстве, вследствие чего состояния кулоновского центра в германии за исключением $1s$ состояния с хорошей точностью можно тоже считать четырехкратно вырожденными [1]. Состояние же $1s$ в недеформированном кристалле расщепляется на синглет, образованный равными вкладами всех долин зоны проводимости германия, и три-

плет, вклады различных долин в состояния которого не равны [1].

В качестве огибающих волновых функций состояний были использованы пробные волновые функции [2] с варьируемыми параметрами a и b , определяющими локализацию состояния в пространстве. Значения параметров a и b , вычисленные методом минимизации энергии состояния с гамильтонианом эффективных масс, потенциал примесного иона в котором считается кулоновским, известны в литературе. Рассчитанные таким образом значения в данной работе использованы для возбужденных состояний $2p_0$, $2s$, $3p_0$, $2p_{\pm}$. Состояние $1s$ подвержено существенному химическому сдвигу, и такой подход определения параметров a и b был бы неверен, т.к. используемый гамильтониан не учитывает короткодействующий потенциал центральной ячейки. Ввиду того, что вид этого потенциала не известен, в данной работе использован квазиклассический подход определения a и b [3], основанный на сравнении асимптотического поведения волновой функции на больших расстояниях от примесного центра со спаданием функций $1s$ состояний, определяемой видом используемой пробной волновой функции. Вычисление этим методом происходит с опорой на фактическое значение энергии состояния, при этом в некоторой степени происходит учет влияния короткодействующего потенциала на волновую функцию состояния.

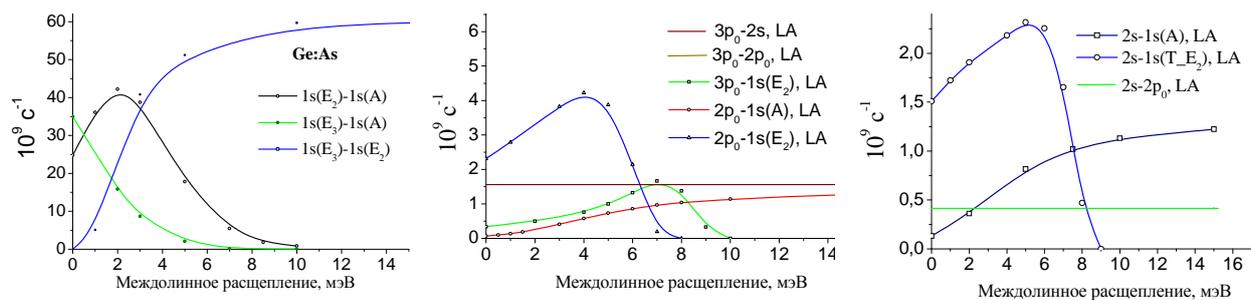


Рис. 1. Зависимости скоростей релаксации состояний донора As в Ge от междолинного расщепления, вызванного одноосной деформацией сжатия в направлении [111]

Релаксация возбужденных состояний доноров мышьяка в германии определяется взаимодействием с акустическими фонанами. При этом электрон-фононное взаимодействие может приводить как внутримолекулярным, так и междолинным переходам между состояниями примесного центра. В недеформированном кристалле роль междолинных процессов, по всей видимости, мала, т.к. из-за особенностей дисперсии фононов на границе зоны Бриллюэна (в германии междолинные фононы лежат в окрестности точки X зоны Бриллюэна) междолинные переходы могут происходить лишь в очень узкой полосе энергий фононов (~ 0.5 мэВ), и резонанс с энергиями переходов с такой точностью в Ge:As практически не реализуется, за исключением переходов из узкой полосы высоковозбужденных состояний, находящихся практически под дном зоны проводимости, в триплетное состояние $1s(T)$, но в данной работе такими процессами релаксации пренебрегается.

Рассчитанные темпы переходов между состояниями донора As в германии в зависимости от междолинного расщепления, вызванного одноосной деформацией сжатия в кристаллографическом направлении [111], показаны на рис. 1. Давление в 1 кбар соответствует междолинному расщеплению приблизительно 10.81 мэВ.

На рис. 2 показана рассчитанная в рамках уравнений баланса инверсия населенностей на трех различных оптически разрешенных переходах в недеформированном Ge:As в зависимости от вероятности фотоионизации донорных центров. Нижним состоянием переходов является $1s(T)$, что обеспечивает возможность реализации четырехуровневой лазерной схемы. Как видно из рисунка инверсии населенностей на переходах $2p_0-1s(T)$ и $2p_{\pm}-1s(T)$ согласно расчетам близки между собой с небольшим преимуществом в пользу $2p_{\pm}-1s(T)$ перехода, но этот факт требует экспериментальной проверки, т.к. теоретически очень сложно выделить основные

каналы релаксации высоковозбужденных состояний донора, которые, в частности, сильно зависят от особенностей захвата фотоионизованных носителей примесным центром.

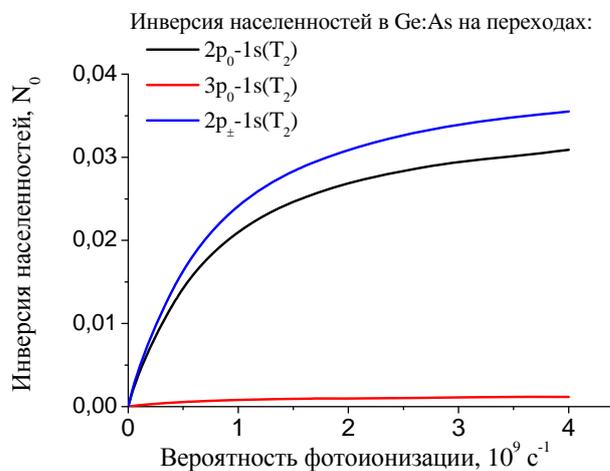


Рис. 2. Зависимость инверсии населенностей на различных оптически разрешенных переходах от вероятности фотоионизации доноров As в Ge. N_0 – концентрация легирования

Оценочное значение коэффициента усиления при таких значениях инверсии населенностей $\sim 0.5 \text{ см}^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (шифр RFMEFI61614X0008).

Литература

1. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. – М.: Наука, (1972)
2. R.J. Bel, W.T. Bousman, G.M. Goldman, D.G. Rathbun // Surf. Sci. 7, 293 (1967).
3. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников. – М.: Наука, (1979).

Исследования локализованных и связанных экситонов в ZnSSe/ZnMnSe квантовых ямах в параллельном магнитном поле

А.В. Черненко*, А.С. Бричкин

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432

*chernen@issp.ac.ru

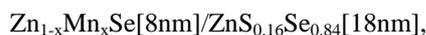
В работе представлены результаты исследования фотолюминесценции ZnMnSe/ZnSSe полумангнитных сверхрешеток в магнитном поле $B=0-10$ Тл, как перпендикулярном плоскости роста структур (геометрия Фарадея) так и параллельном ему (геометрия Фойгта) при температурах 1.6-20 К и различных уровнях оптической накачки. В спектрах фотолюминесценции образцов присутствуют две линии сравнимой ширины и интенсивности. Измерения ФЛ выявили качественно различное поведение этих линий при увеличении накачки и изменении температуры. Низкоэнергетическая линия люминесценции приписывалась рекомбинации экситонного магнитного полярона, а высокоэнергетическая люминесценции свободного экситона. Проведенные магнитооптические измерения указывают на то, что низкоэнергетическая линия соответствует рекомбинации непрямого экситона, связанного на акцепторе, в то время как высокоэнергетическая - локализованным экситонам и экситонам, связанным на донорах.

Введение

В сверхрешётках второго типа ZnMnSe/ZnSSe, дырки локализованы в слоях ZnMnSe, в то время как электроны в слоях ZnSSe. Это позволяет ожидать значительного поляронного эффекта в силу сильного р-двзаимодействия экситонов с ионами марганца и предполагаемых длинных времен жизни непрямых экситонов, которые достаточны для выстраивания спинов ионов марганца в экситонном магнитном поляроне (ЭМП). Именно это время ограничивает возможность достижения равновесного состояния ЭМП. С этой целью были проведены измерения ФЛ сверхрешеток в магнитных полях, параллельных и перпендикулярных плоскости структуры, при различных уровнях накачки. Согласно теории, развитой ранее для ЭМП в квантовых ямах [1], зависимости зеемановского расщепления и поляризации от магнитного поля в геометрии Фойгта изменяются при формировании ЭМП. Таким образом, измерения фотолюминесценции (ФЛ) структур в геометрии Фойгта в сочетании с измерениями в геометрии Фарадея, может дать дополнительные аргументы в пользу существования ЭМП в рассматриваемых структурах.

Эксперимент

Исследовались две структуры, выращенные методом МПЭ на подложке GaAs(001) и содержащие по 10 периодов сверхрешётки



где для образца А $x=0.1$, для образца В $x=0.16$. Это напряженные структуры: ZnSSe испытывают растяжение, а слои ZnMnSe – сжатие. Рассогласование постоянных решеток в исследуемых структурах

$$\text{ZnSSe и ZnMnSe} =$$

$$=(a_{\text{ZnSSe}} - a_{\text{ZnMnSe}})/a_{\text{ZnSSe}} = (1-1,5\%).$$

Структуры выращены псевдоморфно, т.е. так, чтобы средняя постоянная в плоскости сверхрешётки $a_{||} = (\sum_i a_i G_i h_i) / (\sum_i G_i h_i)$ совпадала с постоянной решетки подложки GaAs. G_i -модуль сдвига i -го слоя толщиной h_i . Согласно расчетам [2,3], с учетом деформации глубина ямы для тяжелых дырок порядка $\Delta V_{hh} \approx 100$ мэВ, а для электронов $\Delta V_e \approx 20$ мэВ.

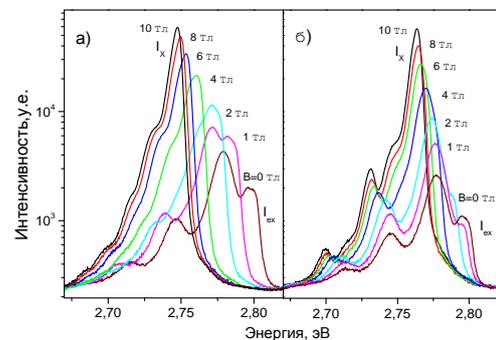


Рис. 1. Спектры ФЛ образца А в магнитном поле $B=0-10$ Тл а) в геометрии Фарадея при плотности накачки $W=2$ Вт/см² б) в геометрии Фойгта при накачке $P=1$ Вт/см². Верхняя по энергии линия ФЛ обозначена I_{ex} , нижняя I_x

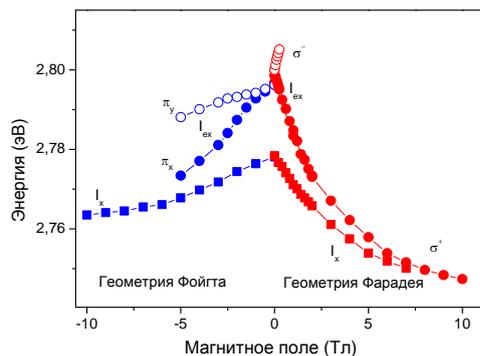


Рис. 2. Зеемановский сдвиг линий ФЛ образца А в геометриях Фарадея и Фойгта при постоянном уровне накачки $W=2$ Вт/см². I_{ex} и I_x верхняя и нижняя по энергии линии ФЛ на рис.1 На рисунке показаны линии ФЛ в σ_{\pm} поляризациях в геометрии Фарадея и $\pi_{x,y}$ в геометрии Фойгта

Расщепление уровней тяжелых и легких дырок за счет деформации и размерного квантования порядка $\Delta E_{hh}-\Delta E_{lh}$ не менее 50 мэВ.

Для возбуждения люминесценции использовался ультрафиолетовая линия непрерывного Ag+ лазера ($\lambda = 351$ nm). Сигнал ФЛ пропусклся через монохроматор с решёткой 600 дел/мм и детектировался охлаждаемой азотом CCD камерой.

Согласно существующим представлениям о природе ЭМП, магнитный момент ЭМП в КЯ ориентирован вдоль нормали к плоскости роста структуры $0z$, то есть на экситон действует дополнительное эффективное магнитное поле, направленное вдоль $0z$. Поскольку эти поля неколлинеарны, то зеемановское расщепление в геометрии Фойгта будет меньше в случае образования магнитного полярона, а зависимость от магнитного поля будет отличаться от таковой при отсутствии ЭМП. Вместе с этим ожидается иная зависимость линейной поляризации от магнитного поля. Измерения зеемановского расщепления в обеих геометриях может дать дополнительные аргументы в пользу того, что наблюдаемые линии соответствуют рекомбинации ЭМП,

а не локализованным и связанным на акцепторах экситонам, как предполагалось в [1].

Спектры ФЛ образца А как в геометрии Фойгта, так и Фарадея приведены на рис. 1а) и б). В спектре заметны две хорошо разрешимые линии и 2 ЛОфонных повторения низкоэнергетической линии. В [4] было высказано предположение о том, что нижняя по энергии линия соответствует ФЛ ЭМП сильно локализованного тем или иным способом. Однако анализ, проведенный в [1], позволяет приписать эту линию ФЛ непрямым экситонам, связанным на акцепторах A^0X , что приводит к высокой степени локализации e-пар, проявляющейся в интенсивных ЛОи 2ЛО репликах. Данные ФЛ в геометрии Фойгта дают дополнительные аргументы в пользу локализации экситонов, не связанной с ЭМП (немагнитная локализация). Зеемановский сдвиг линий, приведённый на рис. 2, не демонстрирует особенностей, предсказанных для ЭМП.

Таким образом, измерения ФЛ структур не даёт дополнительных данных в пользу формирования ЭМП в данных структурах, наоборот, оно хорошо объясняется в предположении, что низкоэнергетическая линия ФЛ соответствует рекомбинации непрямых экситонов, связанных не на акцепторах.

Литература

1. D.R. Yakovlev and W. Ossau. Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors (Springer Series in Material Science vol 144) ed J. Kossut and J.A. Gaj (Berlin: Springer), 221, 2010.
2. A.V. Chernenko and A.S. Brichkin // J. Phys.: Condens. Matter 26, 425301(2014).
3. A. Toropov, A. Lebedev, Sorokin et al. // Semiconductors 36, 1288(2002).
4. A.A. Toropov et al. // Phys. Rev. B 73, 245335(2006).

Тиристор с оптической передачей эмиттерного тока на основе GaAs

А.Б. Чигинева^{1, *}, Б.Н. Звонков¹, С.М. Некоркин^{1, §}, О.В. Вихрова¹,
И.В. Самарцев¹, Н.В. Дикарева¹, Е.В. Демидов²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*chigineva@nifti.unn.ru, §nekorkin@nifti.unn.ru

Экспериментально исследованы GaAs низковольтные оптоотиристорные гетероструктуры со светодиодными слоями на основе GaAs/InGaP и GaAsP/AlGaAs. Показано, что при токах до 30 мА оптическая передача эмиттерного тока более эффективна в структурах с квантовой ямой AlGaAs/GaAsP/AlGaAs.

Одной из актуальных задач микроэлектроники является создание малогабаритных тиристорных (чип-тиристорных), обладающих высоким быстродействием. Эта задача может быть решена путем разработки и исследования тиристорных гетероструктур на основе GaAs с оптической передачей эмиттерного тока [1]. Здесь подразумевается, что в переключающей структуре эмиттерный ток преобразуется в свет с последующим преобразованием света в ток коллектора. В настоящее время созданы экспериментальные образцы высоковольтных фотонно-инжекционных коммутаторов на системе материалов GaAs/AlGaAs [1,2]. При этом структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках из полуизолирующего арсенида галлия. Нами было показано [3], что альтернативной системой материалов для создания лазер-тиристорных и оптоотиристорных структур является система материалов InGaAsP. В настоящей работе приведены результаты исследования GaAs низковольтных тиристорных структур с оптической передачей эмиттерного тока. Прототипом исследованных структур являлась оптоотиристорная структура на основе GaAs/AlGaAs, описанная в работе [1].

Исследуемые образцы

В настоящей работе исследовались тиристорные структуры двух типов, содержащие в своем составе светодиодные слои с квантовой ямой GaAs/InGaP (тип 1) и GaAsP/AlGaAs (тип 2). Структура типа 2 была адаптирована по длине волны излучения светодиодной части, т.е. длина волны излучения квантовой ямы выбиралась такой, чтобы максимум по-

глощения был в базовой области тиристорной структуры.

Выращивание структур осуществлялось методом МОС-гидридной эпитаксии. На подложке p⁺-GaAs последовательно были выращены: катодный слой n⁺-GaAs, базовые слои p- и n-GaAs, а затем светодиодная часть гетероструктуры и контактный слой p⁺-GaAs. Светодиодные слои одновременно являлись частью тиристорной структуры. Параметры эпитаксиальных слоев приведены в табл. 1 и 2.

Для исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) выкальвались чипы размером 5×5 мм². На части образцов с использованием фотолитографии и химического травления были изготовлены мезы диаметром 3 мм, вытравленные до n-InGaP или до n-AlGaAs-слоя. Со стороны подложки были сформированы омические контакты методом электроискрового вжигания.

Таблица 1. Параметры эпитаксиальных слоев тиристорной структуры типа 1 (InGaP/GaAs/InGaP)

№	Слой	Концентрация, см ⁻³	Толщина, мкм
1	подложка	~ 10 ¹⁸	250
2	n ⁺ -GaAs:Si	~ 10 ¹⁸	0,15
3	n-GaAs:Si	~ 10 ¹⁷	0,7
4	p-GaAs:Zn	2·10 ¹⁶	1,0
5	p ⁰ -GaAs	~ 10 ¹⁵	3,6
6	n-GaAs:Si	~ (5·10 ¹⁶ ÷ 2·10 ¹⁷)	0,27
7	n-InGaP:Si	~ 2·10 ¹⁷	0,7
8	КЯ GaAs		200 Å
9	p-InGaP:Zn	~ 10 ¹⁸	0,15
10	p ⁺ -GaAs:C	~ 10 ¹⁹	0,4

Таблица 2. Параметры эпитаксиальных слоев тиристорной структуры типа 2 (AlGaAs/GaAsP/AlGaAs)

№	Слой	Концентрация, см ⁻³	Толщина, мкм
1	подложка	~ 10 ¹⁸	450
2	n+-GaAs:Si	~ 10 ¹⁸	0,55
3	p-GaAs:C	5·10 ¹⁶	2,15
4	n-GaAs:Si	~ 10 ¹⁷	1,1
5	n+-GaAs:Si	~ 2·10 ¹⁸	0,1
6	n-AlGaAs:Si	~ 5·10 ¹⁷	0,5
7	AlGaAs	нелегированный	0,015
8	КЯ GaAsP		100 Å
9	AlGaAs	нелегированный	0,015
10	p-AlGaAs:C	~ 5·10 ¹⁸	0,5
11	p+-GaAs:C	~ 10 ¹⁹	0,2

Результаты и обсуждение

Анализ спектров фотолюминесценции показал, что слои выращенных структур имеют высокое кристаллическое совершенство. При этом длины волн излучения квантовых ям для структур первого и второго типов составляли ~ 870 и 845 нм соответственно.

ВАХ образцов измерялись в режиме источника тока $U(I)$. Для образцов первого типа без мезы наблюдалась нестабильность ВАХ и быстрая деградация образцов из-за утечек по поверхностным состояниям сколотых граней. Измерение ВАХ образцов с мезами показало, что переключения тиристора в открытое состояние не происходит до 30 мА (рис. 1, кривая 1).

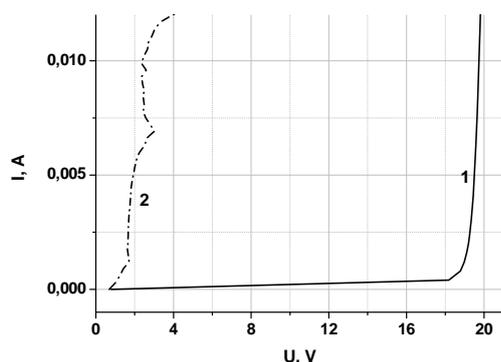


Рис. 1. ВАХ образца первого типа с меза-структурой: 1 – без лазерного облучения, 2 – при постоянном лазерном облучении

Внешняя засветка образца лазерным излучением с длиной волны ~ 800 нм во время измерения ВАХ переводила чип-тиристор в открытое состояние с

остаточным напряжением ~ 1,8 В (рис. 1, кривая 2). При этом момент переключения определялся моментом включения лазерного излучения.

ВАХ образцов второго типа без мезы имели характерный S-образный вид с напряжением переключения ~ 15 В и остаточным напряжением ~ 2 В (рис. 2, кривая 1). Хотелось отметить, что при переключении ВАХ имела двухступенчатый вид. Под действием лазерного излучения тиристорная структура переходила в открытое состояние (рис. 2, кривая 2).

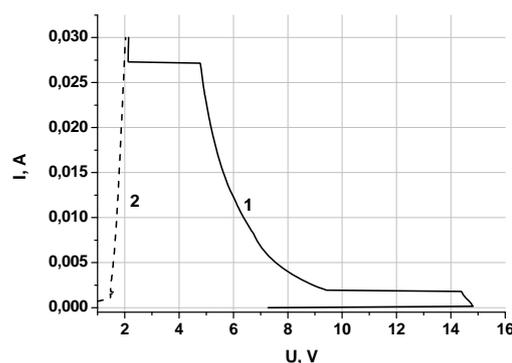


Рис. 2. ВАХ четырехсколотого образца второго типа: 1 – без лазерного облучения, 2 – при постоянном лазерном облучении

Таким образом, в настоящей работе предложены конструкции GaAs низковольтных тиристорных структур с оптической передачей эмиттерного тока, содержащие в своем составе светодиодные слои на основе GaAs/InGaP и GaAsP/AlGaAs.

Продемонстрирована чувствительность структур к внешнему излучению. Показано, что в исследованном токовом диапазоне оптическая передача эмиттерного тока более эффективна с квантовой ямой GaAsP/AlGaAs.

Литература

1. Ж.И. Алферов, В.М. Ефанов, Ю.М. Задиранов и др. // Письма ЖТФ, Т. 12, вып. 21, 1281 (1986).
2. В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, С.И. Пономарев и др. // ФТП, Т. 45, вып. 4, 524 (2011).
3. Б.Н. Звонков, Н.В. Байдусь, С.М. Некоркин и др. // ФТП, Т. 51, вып. 11, 1443 (2017).

Резонансный кулоновский и обменный перенос энергии между полупроводниковыми квантовыми точками

О.П. Чикалова-Лузина^{1,*}, Д.М. Самосват¹, В.М. Вяткин², Г.Г. Зегря¹

¹ ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д.26, Санкт-Петербург, 194021.

² СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Академика Павлова, д. 5, Санкт-Петербург, 197376.

* o_chikalova@mail.ru

Построена микроскопическая теория безызлучательного переноса энергии по прямому кулоновскому и обменному механизмам в системе квантовых точек на основе полупроводников АЗВ5. Показано, что обменный вклад может быть одного порядка с прямым кулоновским при малых расстояниях между квантовыми точками и равен ему при контактных расстояниях, где для обоих механизмов достигается насыщение скорости переноса.

Введение

Теория безызлучательного резонансного переноса энергии электронного возбуждения между пространственно-разделенными квантовыми объектами была впервые разработана Ферстером для молекулярных систем в предположении диполь-дипольного взаимодействия между донором и акцептором энергии [1]. Впоследствии теория была расширена Декстером включением их диполь-квадрольного и обменного взаимодействий [2]. Теоретическое рассмотрение прямого кулоновского переноса энергии между полупроводниковыми квантовыми точками, учитывающее все мультипольные члены кулоновского взаимодействия, с использованием метода простой эффективной массы было выполнено в работе [3]. В настоящей работе детально исследован процесс безызлучательного резонансного переноса энергии в системе двух квантовых точек АЗВ5 в рамках модели Кейна, которая позволяет учесть сложную структуру валентной зоны. В кулоновском взаимодействии квантовых точек были учтены все мультипольные члены.

Метод расчета

Скорость безызлучательного переноса энергии между двумя квантовыми точками, определяется матричным элементом переноса энергии (то есть, матричным элементом кулоновского взаимодействия) для перехода системы из начального состояния системы, где электрон донора энергии находится в возбужденном состоянии, в конечное, где в возбужденном состоянии находится электрон акцептора энергии:

$$M_{if} = \sum_{\sigma_1, \sigma_2} \int d^3 r_1 d^3 r_2 \Psi_f^*(\xi_1, \xi_2) \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{d} + \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \times \Psi_i(\xi_1, \xi_2) = M_{coul} - M_{ex}, \quad (1)$$

где $\xi = (\mathbf{r}, \sigma)$, \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 – радиус-векторы электронов в доноре и акцепторе, соответственно, измеренные от центра соответствующей квантовой точки, σ_i – спиновые переменные; \mathbf{d} – расстояние между центрами квантовых точек, Ψ_i и Ψ_f – волновые функции начального и конечного состояния системы, выраженные через волновые функции пространственных координат для электронов и дырок донора и акцептора, найденные из уравнения Кейна [4], и спиновые волновые функции; ε – статическая диэлектрическая проницаемость среды; M_{coul} – матричный элемент прямого кулоновского взаимодействия, а M_{ex} – матричный элемент обменного взаимодействия.

Скорость переноса энергии вычислена с применением формализма матрицы плотности [5], который позволяет проанализировать как случай слабого взаимодействия донора и акцептора, так и сильного в отличие от теории возмущений справедливой только для слабого взаимодействия.

Результаты и обсуждение

Результаты численного расчета скорости прямого кулоновского и обменного переноса энергии для донора и акцептора на основе материала InAs в матрице GaAs с радиусами $R_D = R_A = 2$ нм и времени

релаксации в акцепторе $\tau_A = 10^{-9}$ с представлены на рис. 1 и рис. 2.

Зависимость скорости переноса энергии по прямому кулоновскому механизму от расстояния между квантовыми точками, рассчитанная по обобщенной формуле [5], W_{coul} проявляет насыщение при малых расстояниях, которое определяется обратным временем релаксации возбужденного состояния акцептора $1/\tau_A$, что свидетельствует о сильном взаимодействии донора и акцептора. При больших расстояниях зависимость приобретает вид соответствующий слабому взаимодействию в согласии с теорией Ферстера.

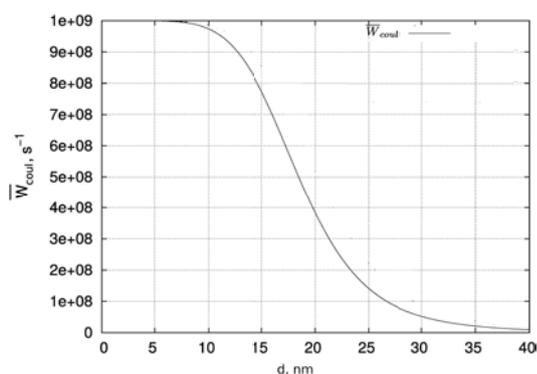


Рис. 1. Зависимость скорости переноса энергии между двумя квантовыми точками по прямому кулоновскому механизму для основного перехода в доноре и акцепторе

Скорость обменного переноса энергии была получена как по формуле для обобщенной скорости переноса W_{ex} так и по формуле для скорости переноса при слабом взаимодействии между донором и акцептором W_{ex} .

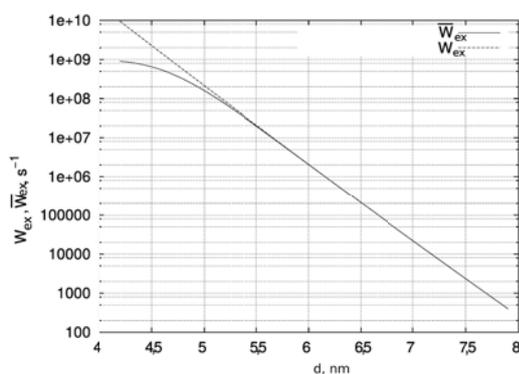


Рис. 2. Зависимость скорости переноса энергии между двумя квантовыми точками по обменному механизму для основного перехода в доноре и акцепторе

Рис. 2 показывает, что имеется существенное различие между обобщенной скоростью переноса W_{ex} и скоростью W_{ex} при расстояниях d близких к контактному. Обобщенная скорость переноса проявляет насыщение, приближаясь к скорости перехода в акцепторе из возбужденного состояния в W_{ex} основное $1/\tau_A$. Следовательно, в этом случае обменное взаимодействие не может рассматриваться как слабое. Когда расстояние d больше, значения W_{ex} совпадают, что свидетельствует о слабом взаимодействии донора и акцептора. Зависимость скорости переноса от d проявляет здесь экспоненциальный вид.

Сравнение скорости прямого кулоновского переноса (рис.1) и обменного переноса (рис. 2) энергии показывает, что при малых расстояниях между донором и акцептором, где скорости переноса по обоим механизмам испытывают насыщение, вклады двух механизмов в полную скорость переноса равны. Скорость обменного переноса на один порядок ниже скорости прямого кулоновского переноса при $d=5.2$ нм и на два порядка ниже при $d=5.7$ нм. Следовательно вклад обменного переноса следует принимать во внимание в численных расчетах при расстояниях между квантовыми точками близких к контактному. Эти результаты важны для корректной интерпретации экспериментальных данных при измерении малых расстояний, в частности в пределах одной биомолекулы, методами переноса энергии, а также для разработки высокоэффективной электроники, основанной на пленках плотно упакованных квантовых точек.

Литература

1. Th. Forster // Annals of Physics, V. 437, 55 (1948).
2. D.L. Dexter // Journal of Chemical Physics, V. 21, 836 (1953).
3. S.Yu. Kruchinin et al. // Physical Review B, V. 78, 125311 (2008).
4. D.M.Samosvat, G.G. Zegrya // Journal of Experimental and Theoretical Physics, V.104, 951 (2007).
5. В.М. Агранович, М.Д.Галанин // Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. – М.: Наука (1978).

Создание «черного кремния» для солнечных элементов на основе структур с Ge(Si) самоформирующимися островками

М.В. Шалеев^{1,*}, А.В. Новиков¹, Д.В. Юрасов¹, Н.А. Байдакова¹,
Е.Е. Морозова¹, Е.Е. Скороходов^{1,*}, В.А. Вербус^{1,2}, Y. Ota³, Y. Kurokawa³, N. Usami³

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

² НИУ Высшая Школа Экономики, 603155, Нижний Новгород, ул. Б. Печерская, 25/12.

³ Nagoya University, Furocho, Chikusa-ku, 464-8603 Nagoya, Japan.

*shaleev@ipmras.ru

Развит оригинальный метод нанотекстурирования поверхности кристаллического кремния, основанный на использовании GeSi самоформирующихся наноструктур в качестве маски для анизотропного травления Si. Разработанный метод характеризуется малой (менее 0,5 мкм) толщиной удаляемого кремния и позволяет в широком спектральном диапазоне значительно уменьшить отражение от поверхности кремния и увеличить поглощение излучения ближнего и среднего ИК диапазона. Это делает перспективным применение этого метода нанотекстурирования поверхности для повышения эффективности солнечных элементов на основе тонких пластин кристаллического кремния.

Введение

Для повышения эффективности кремниевых солнечных элементов в настоящее время активно используется микротекстурирование поверхности Si с целью формирования так называемого «черного кремния» (black-Si): кремния с низким коэффициентом отражения в широком спектральном диапазоне и большой долей поглощенных фотонов из солнечного спектра. Тенденции уменьшения стоимости солнечных элементов за счет уменьшения толщины используемых пластин монокристаллического кремния (c-Si) ставят задачу по разработке новых подходов к формированию black-Si за счет нанотекстурирования поверхности кремния [1]. В данной работе предложен оригинальный метод создания black-Si основанный на использовании GeSi самоформирующихся наноструктур в качестве маски для анизотропного травления Si [2]. Разработанный метод характеризуется малой (менее 0,5 мкм) толщиной кремния, удаляемой при формировании

рельефа поверхности, что позволит использовать его для повышения эффективности солнечных элементов на основе тонких пластин c-Si.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исходными для формирования рельефа служили структуры с одним слоем Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков, полученных методом МПЭ (рис. 1а). Создание рельефа на поверхности таких структур происходило в три этапа [2]. Первоначально образец подвергался травлению (15 ÷ 20 минут) в водном растворе KOH и изопропилового спирта (раствор KOH+IPA). Раствор KOH+IPA является селективным, анизотропным травителем Si по отношению к SiGe сплавам с долей Ge более 10% [3], что позволяет использовать его для формирования нанорельефа на поверхности Si с использованием Ge(Si) островков в качестве маски (рис. 1б). На втором этапе производилось

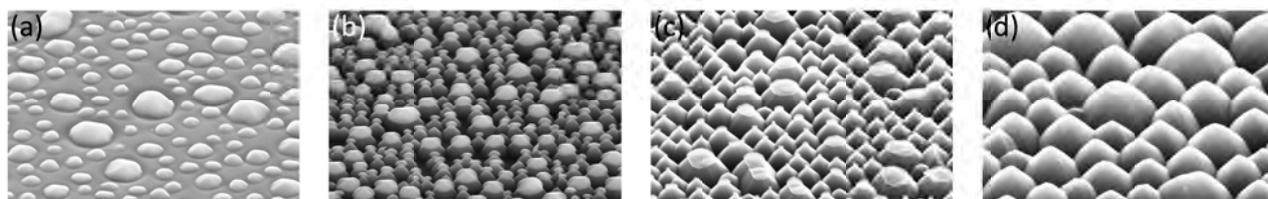


Рис. 1. Снимки сканирующей электронной микроскопии структуры с Ge(Si) островками, образованными осаждением 60 монослоев Ge при 800°C: (а) после роста, (б) после травления 20 минут в растворе KOH+IPA, (с) после последующего травления 5 мин в растворе HF:H₂O₂:CH₃COOH, (д) после заключительного этапа травления 1 мин в KOH+IPA

удаление большей части островков при помощи их травления в растворе $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{CH}_3\text{COOH}$, который является селективным травителем SiGe сплавов по отношению к кремнию (рис. 1c). Заключительным этапом являлось кратковременное (1 мин) травление в $\text{KOH}+\text{IPA}$ для удаления остатков SiGe островков с поверхности (рис. 1d). Описанная последовательность позволяет создавать на поверхности Si(001) рельеф субмикронного масштаба (рис. 1), управление параметрами которого возможно за счет изменения как условий роста островков, так и условий травления [2]. При этом толщина Si, уда-

ном диапазоне по сравнению с отражением от плоской поверхности кремния.

На структурах с созданным рельефом поверхности сформированы тестовые солнечные элементы. Исследования их характеристик показали перспективность использования предлагаемого подхода для увеличения эффективности Si солнечных элементов.

В работе показано возможность существенного (на порядок) уменьшения отражения от поверхности Si в широком спектральном диапазоне и увеличения

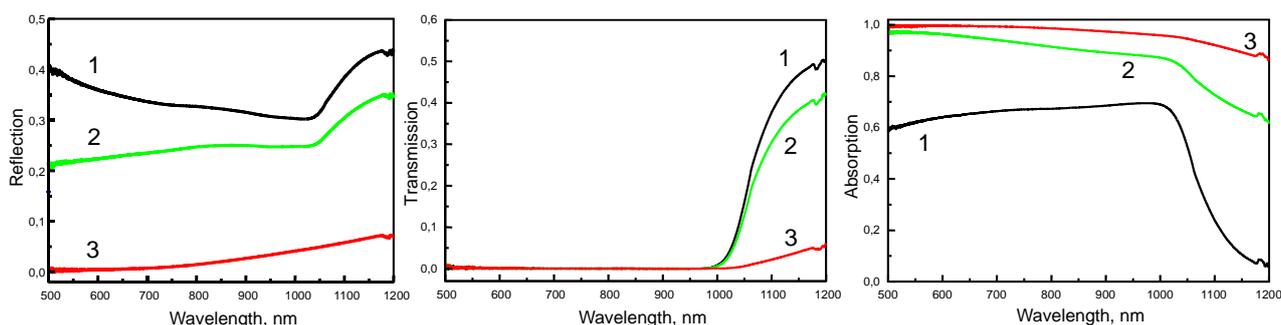


Рис. 2. Спектральные зависимости отражения, пропускания и поглощения излучения в структурах со сформированным рельефом поверхности в сравнении с подложкой Si(001). Цифрами на рисунке обозначены: 1 – подложка Si(001) без рельефа, 2 – структура с Ge(Si)/Si(001) островками, сформированными за счет осаждения 60 монослоев Ge при 800°C , 3 – также структура с островками после описанного метода формирования субмикронного рельефа поверхности

ляемого при формировании рельефа поверхности, меньше 0.5 мкм. Экспериментально показано, что создаваемый рельеф поверхности позволяет почти на порядок уменьшить коэффициент отражения в широком спектральном диапазоне по сравнению с исходной пластиной Si(001) и увеличить поглощение кремнием излучения видимого и ИК диапазонов (рис. 2). Данное увеличение связывается с увеличением оптического пути фотонов в Si пластине за счет их рассеяния на неровностях рельефа поверхности. В результате оптимизации параметров создаваемых структур взвешенное отражение (для спектра AM1.5G) от поверхности кремния было уменьшено до значений менее 2%.

Полученные экспериментальные результаты подтверждены численными расчетами методом конечных элементов по влиянию неровности поверхности на отражающие свойства тонких кремневых пластин в широком (400–1200 нм) диапазоне длин волн. Теоретический анализ структур со случайным расположением неровностей, размеры которых лежали в диапазоне размеров неровностей, создаваемых описанных выше методом, показал уменьшение отражения во всем исследованном спектраль-

поглощения кремнием излучения видимого и ближнего ИК диапазона за счет использования Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся наноструктур для нанотекстурирования поверхности кремния. Предлагаемый метод текстурирования поверхности может быть использован для повышения эффективности солнечных элементов на основе тонких пластин кристаллического кремния.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ № 18-52-50008-ЯФ_а.

Литература

1. X. Liu et al. // Energy Environ. Sci. 2014. V. 7. P. 3223- 3263.
2. D.V. Yurasov, A.V. Novikov, M.V. Shaleev et al. // Energy Environ. Sci. 2014. V. 7. P. 3223- 3263. Materials Science in Semiconductor Processing 2018. V. 75. P. 143–148.
3. Н.А. Байдакова, В.А. Вербус и др. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51. С. 1599-1604.

Поверхностные плазмон-фонон-поляритоны в структурах на основе GaAs

В.А. Шалыгин^{1,*}, М.Д. Молдавская¹, В.Ю. Паневин¹, Г.А. Мелентьев¹, Л.Е. Воробьев¹, Д.А. Фирсов^{1,2}, В. Клишко², А.А. Усикова², Т.А. Комиссарова², И.В. Седова², С.В. Иванов²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

* shalygin@rphf.spbstu.ru

Исследовано взаимодействие терагерцового излучения с сильно легированными эпитаксиальными слоями *n*-GaAs, на поверхности которых вытравлена дифракционная решетка. Экспериментальные спектры отражения излучения для эпитаксиальных слоев с профилированной поверхностью кардинально отличаются от спектров для образцов с плоской поверхностью. Для излучения *s*-поляризации это отличие полностью обусловлено дифракцией электромагнитных волн на поверхностной решетке, в то время как для излучения *p*-поляризации дополнительно наблюдаются резонансные провалы, обусловленные возбуждением поверхностных плазмон-фонон-поляритонов (ППФП). Исследована также эмиссия терагерцового излучения в импульсном электрическом поле, обеспечивающем заметный разогрев электронов при слабом нагреве кристаллической решетки слоя *n*-GaAs. Путем поляризационных исследований в спектрах излучения выявлены пики, соответствующие ППФП-резонансам первого и второго порядков.

Введение

Одно из актуальных направлений в плазмонике связано с поверхностными электромагнитными волнами, распространяющимися вдоль границы раздела полупроводника и диэлектрика (в частности, вакуума). Поверхностные волны на интерфейсе полупроводник/вакуум могут существовать в спектральных диапазонах, где вещественная часть диэлектрической проницаемости ε удовлетворяет неравенству $\text{Re}(\varepsilon) < -1$. В слаболегированных полупроводниках (когда плазменная частота ω_p меньше частоты ТО-фонона ω_{TO}) можно наблюдать поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) и поверхностные фонон-поляритоны (ПФП), первые – в интервале $0 < \omega < \omega_p$, а вторые – в интервале $\omega_{TO} < \omega < \omega_{LO}$ (ω_{LO} – частота LO-фонона). В сильнолегированных полупроводниках (когда $\omega_p > \omega_{TO}$) поверхностные волны представляют собой поверхностные плазмон-фонон-поляритоны (ППФП), их можно наблюдать в широком спектральном диапазоне от 0 до ω_+ , за исключением узкой окрестности точки ω_- (здесь ω_+ и ω_- обозначают частоты плазмон-фононных мод для объемного полупроводника [1]). Специфика дисперсионной зависимости поверхностных волн такова, что их невозможно возбудить с помощью внешнего электромагнитного поля на плоской границе раздела. Однако взаимодействие поверхностных волн с внешним электромагнитным полем становится возможным, если граница раздела является регулярно профилированной.

В работе [2] были исследованы оптические свойства сильнолегированного эпитаксиального слоя *n*-GaN с вытравленной на его поверхности дифракционной решеткой. На спектрах отражения в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот были обнаружены резонансы, соответствующие возбуждению ППФП различных порядков. При приложении к слою *n*-GaN импульсного электрического поля наблюдалась селективная эмиссия ТГц излучения.

В данной работе исследуются оптические свойства сильно легированных эпитаксиальных слоев GaAs с профилированной поверхностью и выявляются особенности спектров отражения и эмиссии в ТГц диапазоне, связанные с возбуждением ППФП. Для удобства анализа исследованы также *реперные образцы*, поверхность которых не подвергалась травлению и оставалась плоской. Исследования ППФП в GaAs выполнены впервые. По сравнению с GaN, электроны в GaAs имеют на порядок большую подвижность, что, в принципе, позволяет наблюдать более высокочастотные оптические резонансы, соответствующие ППФП.

Результаты работы могут быть использованы для создания приборов терагерцовой фотоники.

Результаты и их обсуждение

Исследования проводились на эпислое GaAs:Si толщиной 7.6 мкм с концентрацией электронов $1.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, выращенном на подложке из полупроводящего GaAs. Были изготовлены образцы с

парой электрических контактов, в межконтактной области методом фотолитографии формировалась одномерная решетка с периодом $a = 54$ мкм.

Дисперсия ППФП описывается выражением [2]:

$$k_{SPPP}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon(\omega) + 1}, \quad (1)$$

где k_{SPPP} – волновой вектор ППФП. В эпислое с профилированной поверхностью можно возбудить ППФП пучком ТГц излучения, падающего под углом θ , если выполняется условие синхронизма фаз:

$$k_{SPPP} = k_{THz} \sin \theta + M k_G, \quad (2)$$

где k_{THz} – волновой вектор ТГц фотона, $k_G = 2\pi/a$ – вектор обратной решетки, $M = \pm 1, \pm 2, \dots$. При фиксированном θ равенства (1) и (2) дают серию резонансных частот, соответствующих различным значениям M (рис. 1). На этих частотах коэффициент отражения излучения p -поляризации демонстрирует провалы (рис. 2). Излучение s -поляризации не способно возбудить ППФП, в этом случае на спектре отражения остается лишь провал вблизи плазмон-фононной моды $\hbar\omega_-$.

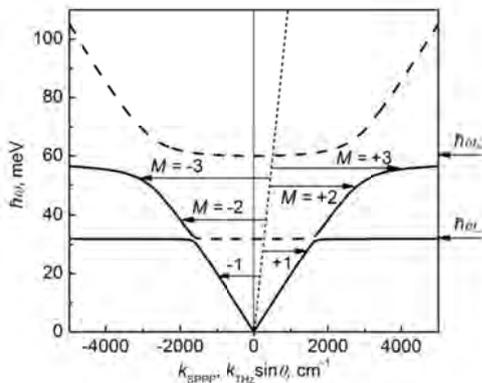


Рис. 1. Дисперсия ППФП (сплошные кривые) и ТГц фотонов при $\theta = 11^\circ$ (пунктир). Штриховыми линиями показаны участки, где $\text{Re}(\varepsilon) \geq -1$. Стрелки указывают спектральные позиции ППФП резонансов различного порядка M

При приложении к слою n -GaAs импульсного электрического поля происходил разогрев электронного газа и наблюдалась эмиссия ТГц излучения. Излучение регистрировалось кремниевым болометром в направлении, перпендикулярном к поверхности слоя. Анализ спектров излучения из реперных образцов с плоской поверхностью позволил определить зависимость температуры горячих электронов от приложенного поля. Спектры излучения из профилированных образцов качественно отличались от результатов для реперных образцов. Исследование

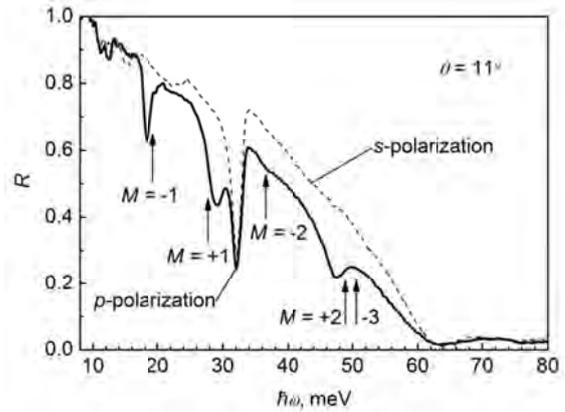


Рис. 2. Спектры отражения для двух поляризации. Стрелками обозначены положения ППФП-резонансов различного порядка M , соответствующие модельному расчету

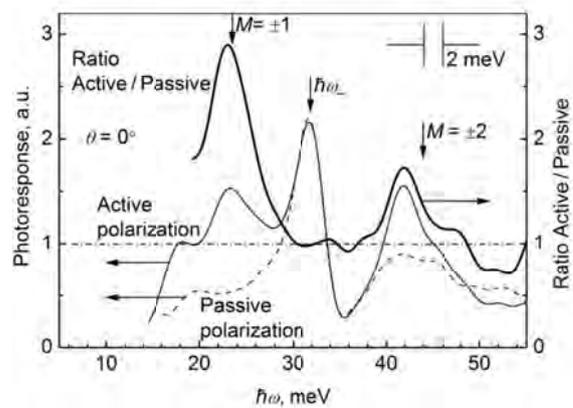


Рис. 3. Поляризационная зависимость эмиссии ТГц излучения (эксперимент). Стрелками обозначены рассчитанные положения ППФП-резонансов ($M = \pm 1$ и ± 2), а также низкочастотной плазмон-фононной моды ($\hbar\omega_-$)

поляризационной зависимости этих спектров позволило выявить резонансный вклад в эмиссию, обусловленный рассеянием неравновесных ППФП на поверхностной решетке. При рассеянии появляются дополнительные фотоны с поляризацией $\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}_G$ (активная поляризация), а дополнительных фотонов с поляризацией $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}_G$ (пассивная поляризация) не возникает. Отношение сигналов фототовета для активной и пассивной поляризации (рис. 3) демонстрирует селективное усиление ТГц эмиссии в области ППФП-резонанса 1-го порядка около 3 раз.

Работа в СПбПУ выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (ГЗ № 3.933.2017/4.6).

Литература

1. E.Yu. Orlov et al. // J. Phys.: Conf. Series, V. 816, 012004 (2017).
2. G.A. Melentev et al. // J. Appl. Phys., V. 119, 093104 (2016).

Оптическая ориентация экситонов в структурах с непрямозонными квантовыми точками (In,Al)As/AlAs

Т.С. Шамирзаев^{1,2*}, J. Rautert³, С.В. Некрасов⁴, Д.Р. Яковлев^{3,4}, М. Bayer^{3,4}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

³ Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany

⁴ ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая 26, С.-Петербург, 194021, Россия

*tim@isp.nsc.ru

В работе показана возможность использования оптической ориентации для создания неравновесной спиновой заселенности экситонов в непрямозонных (In,Al)As/AlAs квантовых точках первого рода при селективном возбуждении в прямозонное возбужденное состояние.

Введение

Оптическая ориентация – передача углового момента циркулярно поляризованного фотона при его поглощении электрон дырочной паре, является удобным методом для создания неравновесной спиновой заселенности при изучении спиновой динамики электронных возбуждений в прямозонных полупроводниковых гетероструктурах [1]. Однако в непрямозонных гетероструктурах слабое экситон-фотонное взаимодействие создает проблемы для использования этой методики. Недавно мы показали, что в ансамблях (In,Al)As/AlAs квантовых точек (КТ) с дисперсией размеров могут сосуществовать точки, с нижним электронным состоянием, принадлежащим как Γ , так и X_{XY} минимуму зоны проводимости [2]. В КТ большого размера нижний электронный уровень принадлежит Γ минимуму зоны проводимости. С уменьшением размера КТ состояние электрона в Γ минимуме зоны проводимости смещается значительно сильнее, чем состояние электрона в X минимуме, как это видно на рис. 1(a). Это приводит к тому, что при некотором размере КТ, значение которого зависит от состава (In,Al)As, уровни электронов, принадлежащие Γ и X минимуму зоны проводимости, пересекаются, и состояние X_{XY} минимума становится нижним, а состояние Γ возбужденным электронным состоянием в КТ [2].

В данной работе мы впервые демонстрируем возможность использования оптической ориентации для создания неравновесной спиновой заселенности экситонов в непрямозонных (In,Al)As/AlAs КТ

при селективном возбуждении в прямозонное возбужденное состояние.

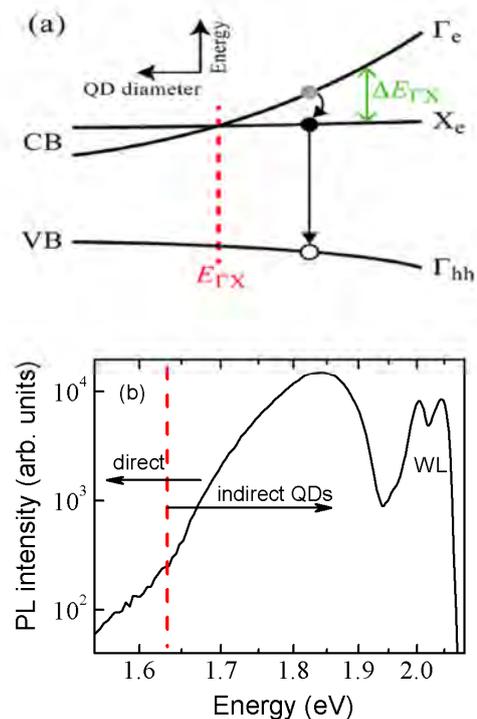


Рис. 1. (a) Энергетический спектр (In,Al)As/AlAs КТ в зависимости от размера. (b) Спектр ФЛ (In,Al)As/AlAs при нерезонансном возбуждении $\hbar\omega=3.49$ эВ

Методика эксперимента

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (001). Структуры содержали двадцать слоев КТ, разделенных

слоями AlAs толщиной 20 нм. КТ формировались в течение 40 с при температуре подложки 525°C. Номинальная толщина осажденного InAs составляла 2.5 монослоя. Покровный слой GaAs толщиной 5 нм формировался поверх структуры для предотвращения окисления AlAs.

Фотолуминесценция (ФЛ) возбуждалась излучением Ti:sapphire лазера с плотностью мощности 15 Вт/см² и регистрировалась фотоэлектронным умножителем с GaAs фотокатодом, работающем в режиме время-коррелированного счета фотонов. Степень циркулярной поляризации ФЛ определялась как $\rho_c = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$, где $I^{+/-}$ интенсивности $\sigma^{+/-}$ поляризованных компонент ФЛ.

Результаты и выводы

Спектр низкотемпературной (5 К) ФЛ структуры с КТ, измеренный при нерезонансном возбуждении, показан на рис. 1b и содержит полосы WL, связанные с рекомбинацией экситонов в смачивающем слое широкую полосу, обусловленную рекомбинацией экситонов в ансамбле, содержащем прямозонные и непрямозонные КТ [3]. При селективном возбуждении КТ в спектрах ФЛ появляется серия полос с шириной много меньшей, чем ширина полосы при нерезонансном возбуждении. Полоса ФЛ на рис.2a обусловлена резонансным возбуждением прямозонных КТ. Серия полос в спектре ФЛ при возбуждении в непрямозонной части ансамбля (рис. 2b) обусловлена тем, что фотоны с одной и той же энергией могут поглощаться в точках различного размера с разным энергетическим зазором $\Delta E_{ГХ}$ между возбужденным и основным состоянием. Каждая полоса соответствует рекомбинации экситонов в подансамбле КТ с близкой энергетической структурой. При резонансном возбуждении прямозонных КТ циркулярно поляризованным светом, ФЛ не поляризована. Однако при возбуждении этих КТ линейно поляризованным наблюдается линейная поляризация излучения (оптическое выстраивание, см. рис. 2a), обусловленная хорошо известным эффектом смешивания экситонных состояний анизотропным вкладом в обменное взаимодействие между электроном и дыркой в КТ [4]. В непрямозонных КТ, напротив, при линейно поляризованном возбуждении оптическое выстраивание отсутствует, а при возбуждении циркулярно поляризованным светом, излучение циркулярно поляризовано (см. рис. 2b).

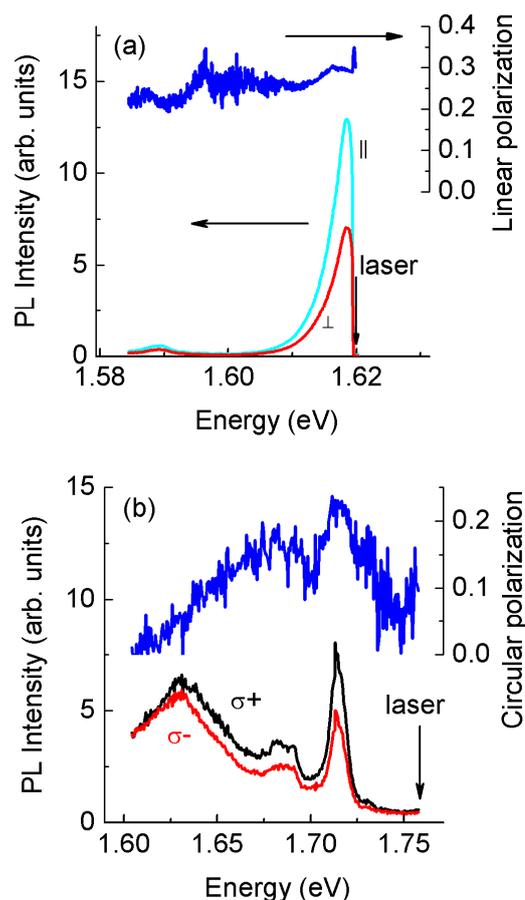


Рис. 2. Спектры ФЛ (In,Al)As/AlAs КТ и поляризация ФЛ при селективном возбуждении лазером с энергией фотона (a) 1.62 эВ и (b) 1.76 эВ в прямозонной и непрямозонной части ансамбля КТ, соответственно

Оптическая ориентация в непрямозонных КТ связана с подавлением обменного взаимодействия между электроном и дыркой локализованных в разных точках зоны Бриллюэна.

Работа выполнена при поддержке РФФИ проект №16-02-00242.

Литература

1. Optical Orientation. ed. by F. Meier, B.P. Zakharchenya (North Holland, Amsterdam 1984)
2. T.S. Shamirzaev et al. // *Physical Review B* **78**, 085323 (2008).
3. J. Debus et al. // *Physical Review B* **90**, 125431 (2014).
4. E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Alpha Science, Harrow UK, 2005)

Влияние одноосной деформации кристалла на релаксацию возбужденных состояний доноров Вi в кремнии

В. Г. Шастин¹, А. В. Яковлев², В. В. Яковлев³, В. В. Яковлев⁴, В. В. Яковлев⁵

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

² Leibniz Institute of Crystal Growth, Max-Born-Str. 2, 12489 Berlin, Germany

³ Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, FELIX Laboratory, Toernooiveld 7c, 6525 ED Nijmegen, The Netherlands,

⁴ Institute of Optical Sensor Systems, German Aerospace Center (DLR), Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin, Germany

⁵ Department of Physics, Humboldt Universität zu Berlin, Newton str. 15, 12489 Berlin, Germany

*shastin@ipmras.ru, §atan4@yandex.ru

Экспериментально исследована зависимость темпа релаксации $2p_0$ и $2p_{\pm}$ состояний доноров висмута в одноосно деформированном вдоль кристаллографического направления [100] кремнии при криогенных температурах $T < 20$ К.

Введение

Известно, что оптическое возбуждение доноров пятой группы в кремнии, и в частности доноров висмута Вi, при криогенных температурах $T < 20$ К может приводить к инверсной заселенности $2p_0$ и/или $2p_{\pm}$ состояний и генерации ТГц когерентного излучения на внутрицентровых переходах этих кулоновских центров в состояния $1s(T_2, E)$ [1]. Есть обстоятельства, которые выделяют отмеченный центр. Это значительное спин – орбитальное расщепление $1s(T_2)$ состояния и большое значение энергии связи центра, ~ 71 мэВ, что вовлекает в процесс релаксации (распада) возбужденных состояний Вi все колебания решетки, включая оптические фононы с энергией ~ 60 мэВ. Последнее обстоятельство значительно увеличивает темп распада $2p_{\pm}$, $2s$ и особенно $2p_0$ состояний и приводит к зависимости спектральных характеристик и эффективности ТГц генерации от одноосной деформации сжатия кристалла кремния [2]. Следует отметить, что время распада состояния $2p_0$ в недеформированном кремнии близко к 2 пс, а зависимость излучательных характеристик донора от деформации кристалла определяется расщеплением долин зоны проводимости (рис. 1), что меняет скорости релаксации состояний. Целью работы являлось экспериментальное измерение времен релаксации $2p_0$ и $2p_{\pm}$ состояний Вi в одноосно сжатом по оси [100] кремнии методом пробного импульса (*pump-probe* technique – рис. 2) с использованием лазера на свободных электронах FELIX (Голландия).

Эксперимент

Кристалл кремния Si:Вi с концентрацией доноров $N_d = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ был выращен в направлении [100] методом зонной плавки. Далее были изготовлен ряд образцов в форме параллелепипеда размерами $4 \times 4 \times 2 \text{ мм}^3$ с ориентацией граней вдоль оси типа [100]. Образец вставлялся в модуль, создающий деформацию сжатия, который помещался в оптический криостат. Измерения выполнялись при температуре ~ 5 К. Спектральная ширина лазера составляла $\sim 1\%$ частоты излучения. Детальное описание техники измерений можно найти в работе [3]. длительность импульсов лазера была 10 пс, что и определяло временное разрешение. Величина деформации в каждом модуле на идентичных образцах фиксировалась и оценивалась по спектру поглощения. неоднородность деформации на размере образца была велика $\sim 30\%$. Данные измерения времени релаксации состояния $2p_0$ при [100] деформации при давлениях сжатия 200 бар и 750 бар показаны на рис. 3.

Сопоставляя данные измерений и теоретических расчетов темпов релаксации состояний и их зависимости от деформации сжатия по оси [100], можно сделать следующие выводы. Короткие времена релаксации состояний определяются взаимодействием связанных электронов с *f*-ТО (энергия 59 мэВ) и *g*-ЛО фононами (энергия ~ 63 мэВ).

При деформации кристалла взаимодействие с *f*-ТО значительно подавляется. Время жизни нижнего (см. рис. 1) состояния $2p_0$ возрастает до 300 ± 30 пс при давлении сжатия в 750 бар.

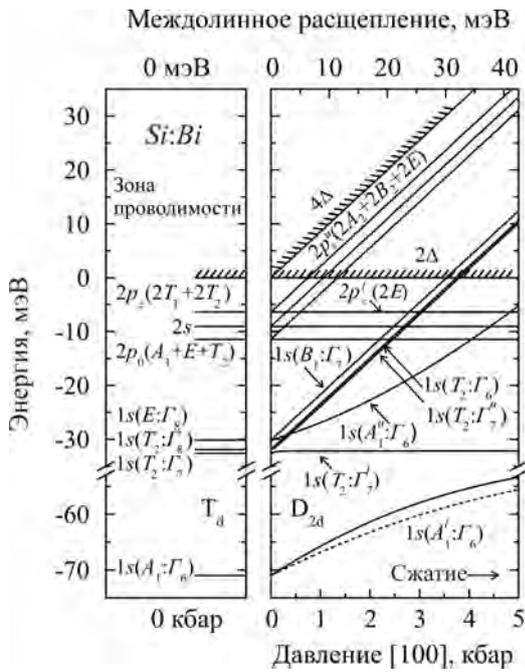


Рис. 1. Схема уровней недеформированного Si:Bi (слева) и при одноосном сжатии вдоль [100] (справа)

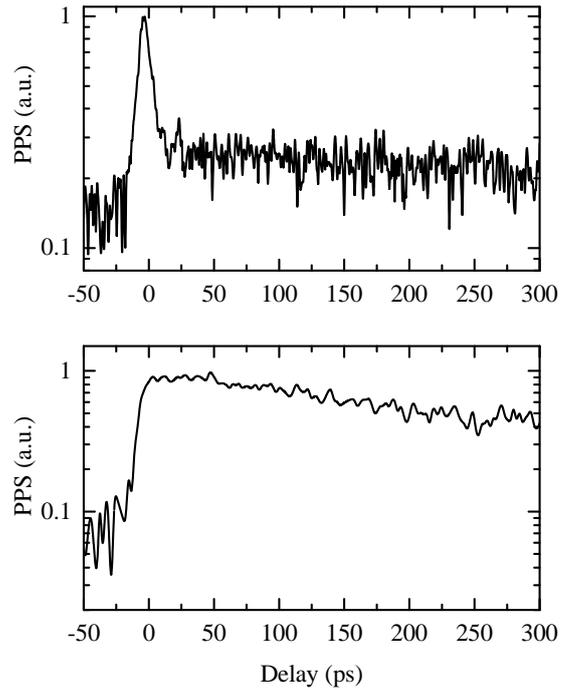


Рис. 3. Сигнал «pump-probe» для возбуждения в нижнюю компоненту состояния $2p_0$ в Si:Bi при одноосной деформации сжатия вдоль кристаллографического направления [100]: 200 бар (сверху) и 750 бар (снизу)

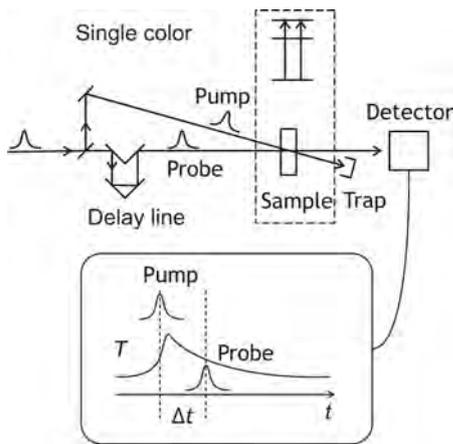


Рис. 2. Принцип измерений времен релаксации «одноцветным» методом «pump-probe»

Литература

1. К.А. Ковалевский, Р.Х. Жукавин, В.В. Цыпленков, В.Н. Шастин, Н.В. Абросимов, Г. Риман, С.Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс // ФТП, 2, 199-XXX (2013).
2. К.А. Ковалевский, Н.В. Абросимов, Р.Х. Жукавин, С.Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс, В.В. Цыплен-

При этом время жизни состояния нижней компоненты $2p_{\pm}$, которое определяется взаимодействием с g -LO фононами должно уменьшаться, что предполагается из анализа данных по переключению рабочих переходов в лазерах на Si:Bi.

Работа проведена в рамках проекта InTerFEL (BMBF #05K2014, шифр соглашения с Минобрнауки RFMEF161614X0008), и билатерального проекта РФФИ 18-502-12077-ННИО, DFG #HU 848/11-1.

ков, В.Н. Шастин // Квантовая электроника, 45:2, 113–120 (2015).

3. P.C. Findlay, C.R. Pidgeon, R. Kotitschke, A. Hollingworth, B.N. Murdin, C.J.G.M. Langerak, A.F. G. van der Meer, C.M. Ciesla, J. Oswald, A. Homer, G. Springholz, G. Bauer // Phys. Rev. B, 58, 12908-12915 (1998).

Одиночный сверхпроводящий контакт к 3D топологическому изолятору Bi_2Te_3 : осцилляции проводимости и аномалия при нулевом напряжении

О.О. Шевцов¹, В.А. Костарев¹, А.А. Кононов¹,
В.А. Голяшов^{2, 3}, К.А. Кох^{3, 4, 5}, О.Е. Терещенко^{2, 3, 4}, Э.В. Девятков^{1,*}

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, Черноголовка, 142432.

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

³ Санкт-Петербургский государственный университет, наб. Университетская, 4, Санкт-Петербург, 198504.

⁴ Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

⁵ Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, пр. ак. Коптюга, 3, Новосибирск, 630090

*dev@issp.ac.ru

В данной работе мы экспериментально исследовали транспорт между сверхпроводником (In) и толстой пленкой трехмерного топологического изолятора Bi_2Te_3 . Нами изучены образцы с различными объемными и поверхностными свойствами, в которых наличие топологического поверхностного состояния продемонстрировано при помощи ARPES. Все образцы демонстрируют Андреевский транспорт, при напряжениях меньше сверхпроводящей щели. Контакты с наибольшей прозрачностью демонстрируют при этом периодические осцилляции проводимости, сопровождаемые аномалией проводимости при нулевом напряжении. Оба эффекта подавляются при переходе индиевого контакта в нормальное состояние. В случае туннельного контакта данные эффекты не наблюдаются. Нами предложено объяснение обоих эффектов за счет возникновения индуцированной сверхпроводимости в топологическом поверхностном состоянии в Bi_2Te_3 .

Введение

В настоящее время интерес к изучению Андреевского отражения во многом связан с новыми материалами, характеризующимися Дираковским спектром. К этим материалам можно отнести графен [1], двумерные [2] и трехмерные [3] топологические изоляторы и топологические [4] Дираковские полуметаллы. Процесс Андреевского отражения в таких системах может демонстрировать нетривиальные эффекты; например, возможно межзонное рассеяние, когда дырка при Андреевском отражении возникает не в зоне проводимости, а в валентной зоне. При этом она отражается зеркально к направлению исходного электрона, в связи с чем этот процесс называется зеркальным Андреевским отражением [5]. Данный эффект был недавно продемонстрирован в графене [6] и двумерном полуметалле [7].

Помимо этого индуцированная эффектом близости сверхпроводимость в топологических поверхностных состояниях может приводить к возникновению резонансов проводимости типа Фабри-Перо. Эти резонансы ожидаются для широких $L \gg \xi$ [8] и узких $L \ll \xi$ [9] контактов со сверхпроводником.

В данной работе мы исследовали транспорт через широкий $L \gg \xi$ сверхпроводящий контакт к трехмерному топологическому изолятору Bi_2Te_3 , который обладает топологическим поверхностным состоянием и объемной проводимостью.

Образцы и методика измерений

Монокристалл Bi_2Te_3 был выращен при помощи модифицированного метода Бриджмана, подробно описанного в [10]. Изменение концентрации Te вдоль направления роста обеспечивает изменение типа объемных носителей с p- на n-тип. Несколько образцов было изготовлено из частей кристалла с разными типами носителей путем отслоения липкой лентой. При 4 К образцы имели подвижность носителей $10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ при концентрации $\approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. На свежерасслоенные пленки толщиной менее $1 \mu\text{m}$ были нанесены сверхпроводящие контакты напылением 100 нм индия через теньевую маску. Наличие поверхностных проводящих состояний в наших образцах подтверждается результатами ARPES.

Мы изучали транспорт тока через отдельный сверхпроводящий контакт. Для этого изучаемый контакт заземлялся, а два других контакта исполь-

зовались для задачи тока и измерения напряжения. Зависимость дифференциального сопротивления от напряжения $dV/dI(V)$ получалась благодаря одновременной подаче переменного модулирующего тока и синхронного измерения возникающего переменного напряжения.

Полученные результаты

Все образцы демонстрируют Андреевский транспорт при напряжениях меньше сверхпроводящей щели. Контакты с наибольшей прозрачностью демонстрируют при этом периодические осцилляции проводимости, сопровождаемые аномалией проводимости при нулевом напряжении. Оба эффекта подавляются при переходе индиевого контакта в нормальное состояние. В случае туннельного контакта данные эффекты не наблюдаются. Нами предложено объяснение обоих эффектов за счет возникновения индуцированной сверхпроводимости в топологическом поверхностном состоянии в Bi_2Te_3 .

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-02-00405), и программ РАН.

Литература

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S. Morozov et al. // Science 306, 666 (2004).
2. M.Z. Hasan and C.L. Kane // Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010).
3. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne et al. // Science 318, 766 (2007).
4. Z. Wang, Y. Sun., X.-Q. Chen et al. // Phys. Rev. B 85, 195320 (2012).
5. C.W.J. Beenakker, Rev. Mod. Phys. 80, 1337 (2008).
6. D.K. Efetov, L. Wang, C. Handschin et al. // Nat. Phys. 12, 328 (2016).
7. A. Kononov, S.V. Egorov, V.A. Kostarev et al. // JETP Lett. 104, 26 (2016).
8. P. Adroguer, C. Grenier, D. Carpentier et al. // Phys. Rev. B 82, 081303 (2010).
9. A.D.K. Finck, C. Kurter, Y.S. Hor Y. S. et al. // Phys. Rev. X 4, 041022 (2014).
10. K.A. Kokh, S.V. Makarenko, V.A. Golyashov et al. // CrystEngComm 16, 581 (2014).

Исследование эффекта резистивных переключений в МДП-структурах на основе стабилизированного диоксида циркония со встроенными массивами наночастиц золота

М.Е. Шенина*, Д.О. Филатов, И.Н. Антонов, И.А. Роженов

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский Государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр-т Гагарина, 23, 603950

*syrix@bk.ru

В настоящей работе приведены результаты исследования влияния сформированных наночастиц Au в наноразмерных плёнках $ZrO_2(Y)$ на параметры электроформовки и характеристик биполярного резистивного переключения. Установлено влияние на параметры резистивного переключения исследованных структур массива нч-Au, встроенного в диэлектрик при воздействии света с частотой плазмонного резонанса.

Введение

Структуры «металл-диэлектрик-полупроводник» (МДП), в том числе и со встроенными наночастицами металлов (МНЧ), имеют широкие перспективы применения в устройствах современной полупроводниковой микроэлектроники и энергонезависимой резистивной памяти [1]. Наличие МНЧ в диэлектрических матрицах может оказывать существенное влияние на процессы переноса заряда на частотах плазмонного резонанса (ПР), возбуждаемого в МНЧ [2]. Стабилизированный диоксид циркония $ZrO_2(Y)$ является перспективным диэлектриком для применения в устройствах резистивной памяти, однако физико-химические процессы, происходящие в структурах энергонезависимой памяти на основе $ZrO_2(Y)$ со встроенными наночастицами металла, остаются практически неисследованными.

В данной работе впервые изучается эффект резистивных переключений в МДП-структурах на основе $ZrO_2(Y)$ с массивом наночастиц золота (НЧ-Au) в условиях ПР.

Экспериментальная часть

Исследуемые структуры были сформированы методом послойного магнетронного осаждения плёнок $ZrO_2(12 \text{ mol}\% Y_2O_3)$ в атмосфере $Ar-50\%$, $O_2-50\%$ при температуре подложки $300^\circ C$ на подложках ITO/Glass. В некоторых структурах магнетронным методом с последующим отжигом в потоке аргона при температуре $450^\circ C$ в течение 2 минут был сформирован слой НЧ-Au преимущественно сферической формы со средними размерами 2-3 нм

[3]. Спектры пропускания таких структур содержат полосу ПР в области 647 нм, в то время как спектры структур без НЧ, либо со слоем золота, но не прошедших отжиг, не имеют в этом диапазоне особенностей (рис. 1).

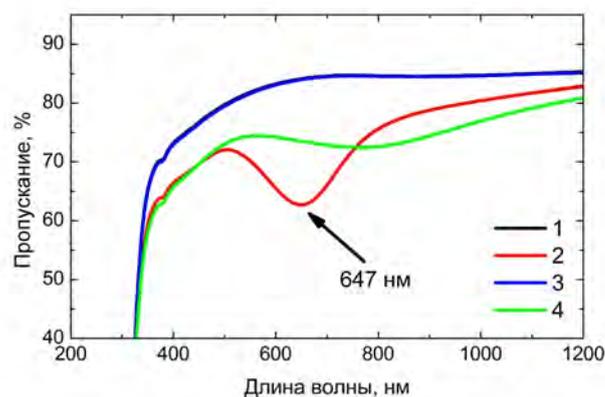


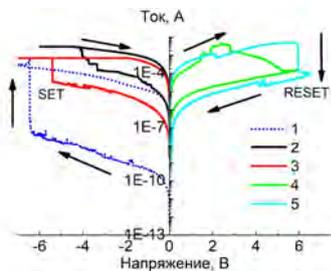
Рис. 1. Спектры пропускания структур Au-Zr/ZrO₂(Y)/ITO/Glass, содержащих (2,4) и не содержащих (1,3) слой Au, а также прошедших (1,2) и не прошедших (3,4) отжиг при $450^\circ C$ в потоке аргона в течение 2 минут

Общая толщина диэлектрической плёнки во всех сформированных структурах составляла 20-22 нм. Верхний электрод был сформирован через теньовую маску методом магнетронного осаждения слоя Au с адгезионным подслоем Zr. Измерения ВАХ исследуемых структур при подсветке лазером на длине волны 660 нм в диапазоне ПР НЧ-Au проводились с помощью анализатора свойств полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Исследования зависимости ВАХ от интенсивности подсветки проводились с использованием от 0 до 8 гасящих

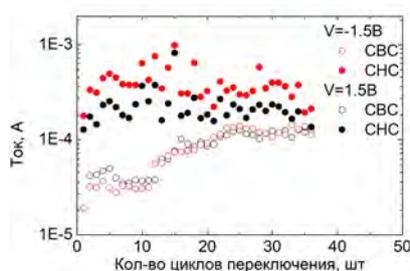
фильтров, понижающих интенсивность света в нужном диапазоне до ~ 70% каждый.

Результаты и обсуждение

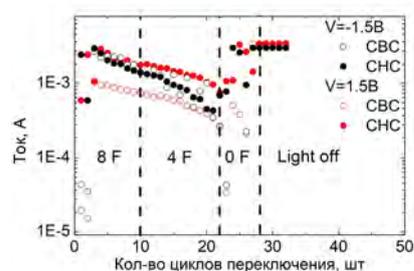
Исследуемые структуры проявляли эффект биполярных резистивных переключений (рис. 2а, кри-



а



б



в

Рис. 2. (а) - типичные кривые электроформовки (1) и биполярных резистивных переключений (2-5) исследуемых структур; токи при напряжении чтения -1.5 и 1.5 В структур Au-Zr/ZrO₂(Y)/Hf-Au/ZrO₂(Y)/ITO/Glass без подсветки (б) и при подсветке (в) лазером с длиной волны 660 нм с постепенно увеличивающейся интенсивностью: 8F - 8 фильтров, 4F - 4 фильтра, 0F – нет фильтров, Light off – свет выключен

Структуры с Hf-Au в ZrO₂(Y) в отсутствие светового воздействия постепенно деградируют в процессе циклических переключений вследствие исчезновения разницы состояний с высоким и низким сопротивлением (CBC и CHC), что приводит к исчезновению эффекта памяти (рис. 2б). Воздействие света низкой интенсивности (8 фильтров) привело к увеличению максимального отношения токов I_{ON}/I_{OFF} этой структуры в положительной области напряжений от 11 до 18, в отрицательной - от 2 до 9 раз. При увеличении интенсивности света наблюдается уменьшение рабочих токов данной структуры с последующим исчезновением эффекта памяти при максимальной интенсивности освещения. Рабочее состояние структуры не восстанавливается после отключения света (рис. 2в). Наличие подсветки, однако, не влияет на диапазоны напряжений электроформовки (-7.1 ± 1.7 В) и переключений (Set при -5.5 ± 0.6 В; Reset в интервале 1–8.5 В) как для структуры с Hf-Au, так и для остальных исследуемых структур. Также не выявлено влияние подсветки на рабочие токи структур, не содержащих Hf-Au. Эффект, приведённый выше, возникает под влиянием плазмонных колебаний в структуре ZrO₂(Y):Hf-Au, которое отсутствует при отсутствии массива Hf-Au, или может быть слабо выраженным в не отожженных структурах со слоем золота, так как эти структуры не удовлетворяют условию ПР в области длины волны лазера. Влия-

ние на рабочие токи структур с Hf-Au света высокой интенсивности может состоять в болометрическом эффекте в области слоя наночастиц Au и окружающей матрицы ZrO₂(Y) [3], который, наряду с концентрацией электромагнитного поля, может усиливать подвижность вакансий кислорода в матрице и, следовательно, способствовать усилению со временем неустойчивости структуры проводящего филамента в области слоя наночастиц. Однако, при малой интенсивности подсветки ПР-обусловленная внутренняя фотоэмиссия электронов из Hf-Au в зону проводимости матрицы ZrO₂(Y) [3] может способствовать дополнительному появлению носителей заряда в проводящих филаментах, приводя к более устойчивому их функционированию.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках базовой части Госзадания 16.7864.2017/БЧ.

Литература

1. D.-T.Wang, Y.-W. Dai, J. Xu et al. // IEEE Electron Device Lett., V. 37, № 7 (2016).
2. D. A. Liskin, D. O. Filatov, O. N. Gorshkov et al. // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, V. 816. 012010 (2017).
3. O. Gorshkov, I. Antonov, D. Filatov et al. // Adv. in Mat. Sci. and Eng., V. 2017. Article ID 1759469 (2017).

Структурные, оптические свойства AlGaAs нитевидных нанокристаллов с различным содержанием Al

И.В. Штром^{1,3*}, Д.И.Крыжков², К.Е. Кудрявцев²,
С.В. Морозов², Р.Р.Резник^{1,3,4}, Г.Э. Цырлин^{1,3,4}

1 Санкт-Петербургский академический университет РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул.Хлопина 8, кор.3, Россия

2 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород.

3 Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, 190103 Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Россия

4 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

* igorstrohm@mail.ru

В данной работе представлены исследования структурных и оптических свойств массивов нитевидных нанокристаллов (ННК) Al_xGa_{1-x}As различного состава по Al методами сканирующей (СЭМ), просвечивающей (ПЭМ) электронной микроскопии фотолюминесценции (ФЛ). Номинальный состав x по Al в твердом растворе, изменялся от $x = 0.2$ до $x = 0.7$. Массивы ННК Al_xGa_{1-x}As был синтезирован с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложке Si(111).

Введение

Интерес к нитевидным нанокристаллам (ННК) на основе полупроводниковых соединений III-V в настоящее время неуклонно растет из-за их превосходных оптоэлектронных свойств, а также совместимости с кремниевыми технологиями. Из литературы известно, что полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) GaAs и AlGaAs могут быть синтезированы как в кубической (ZB) так и в вюрцитной (WZ) фазе. В настоящий момент ведутся работы по контролируемому образованию чередующихся областей в вюрцитной (WZ) фазе и фазе цинковой обманки (ZB) в одном и том же ННК. Экспериментальные и теоретические результаты показывают, что ширина запрещенной зоны GaAs в WZ и ZB фазе отличаются. При этом ширина запрещенной зоны WZ AlGaAs соответственно разрыв зон ZB/WZ на данный не представлена ни в одной экспериментальной работе. Существует только теоретический расчет для Al₃B₅ полупроводниковых материалов из общих принципов. Поэтому AlGaAs с WZ структурой представляет собой по сути новый полупроводниковый материал с не исследованными свойствами.

Результаты и обсуждение

МПЭ рост массивов ННК AlGaAs/Si(111) проводился с помощью установки Riber21 Compact, оснащенной, помимо ростовой камеры, вакуумно-совмещенной камерой для нанесения Au (камера металлизации). Номинальный состав x по Al в твердом растворе, измеренный из соотношения потоков для роста слоя на поверхности подложки GaAs(100), составлял $x = 0.2 - 0.7$. Подробно синтез

исследуемых структур и их морфологические свойства описаны описан в наших работах опубликованных ранее [1,2]. Исследование структурных свойств показали, что при номинальном составе $x \geq 0.4$ по Al формируются характерные «карандашевидные» ННК Al_xGa_{1-x}As типа «ядро-оболочка» (рис. 1) с резкой границей между «ядром» и «оболочкой». При этом состав в «ядре» по Al значительно меньше номинального, а состав оболочки близок к номинальному. Подробно формирование AlGaAs различного состава показано в нашей предыдущей работе [2]. Так же ПЭМ изображения высокого разрешения показали преимущественно WZ структуру ННК с тонкими не более нескольких монослоев вставками по всей длине ННК (рис. 2).

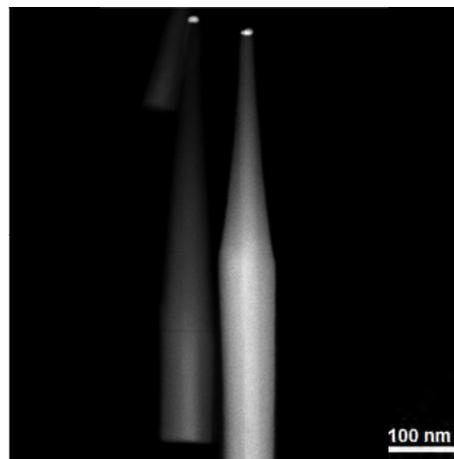


Рис. 1. ПЭМ изображение AlGaAs ННК с номинальным составом по Al $x = 0.4$

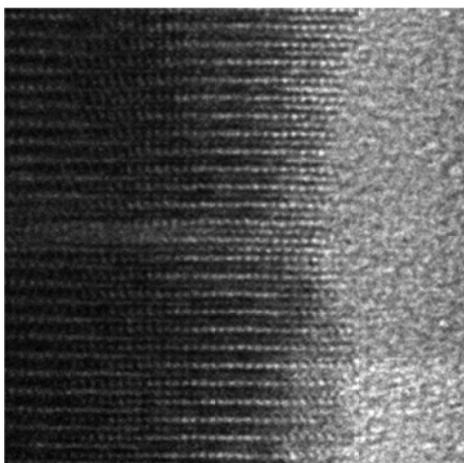


Рис. 2. ПЭМ высокого разрешения изображение AlGaAs ННК с номинальным составом по Al $x=0.4$



Рис. 3. ПЭМ изображение AlGaAs ННК с номинальным составом по Al $x=0.2$

ННК с составом по Al $x=0.2, 0.3$ также образуют структуру «ядро-оболочка» однако «оболочка» значительно более тонкая и практически не меняет толщину вдоль оси роста ННК. ПЭМ исследование ННК с составом $x=0.2$, так же продемонстрировали преобладание вюрцитной структуры. Отличие от ННК более высокого состава в значительно большем количестве тонких вставок, которые мы связываем с дефектами упаковки.

Таким образом, мы можем исследовать оптические свойства по сути нового материала AlGaAs в вюрцитной фазе и с различным составом по Al. На рис. 4 показаны нормированные спектры ФЛ AlGaAs ННК с номинальным составом по Al x от 0.2 до 0.7. Возбуждение ФЛ осуществлялось на длине волны 400 нм при температуре 4 К. Спектры ФЛ значительно отличаются от слоев AlGaAs того же состава по Al [3]. Помимо расхождения ширины запрещенной зоны между AlGaAs в WZ и ZB фазе, в случае ННК мы имеем гетерограницу между «ядром» и «оболочкой». По разные стороны от кото-

рой могут возникать непрямые оптические переходы, что может объяснить наличие двух максимумов ФЛ для всех представленных составов по Al x (рис. 4). Анализ состава экспериментально показанный нами ранее в [2] показал в случае образца с номинальным составом $x=0.6$ состав Al в «ядре» около 0,35 а в «оболочке» 0,55. Проведенное численное моделирование предсказывает при номинальном составе $x=0.7$ состав Al в «ядре» более 0,4. А при этом составе AlGaAs в кубической фазе становится непрямозонным, при этом интенсивность ФЛ резко уменьшается и сдвигается в сторону высоких энергий дальше 2,1 эВ [3]. Однако в случае ННК мы не наблюдаем значительного падения интенсивности ФЛ и такого же сдвига максимумов ФЛ. Возможно, в вюрцитной фазе AlGaAs становится непрямозонным полупроводником при большем составе по Al или всегда остаётся прямозонным, как предсказано, например в работе [4]. Дальнейшие оптические исследования WZ ННК AlGaAs позволят установить разницу в ширине запрещенной зоны с ZB AlGaAs, а так же определить зонную структуру WZ AlGaAs различного состава по Al.

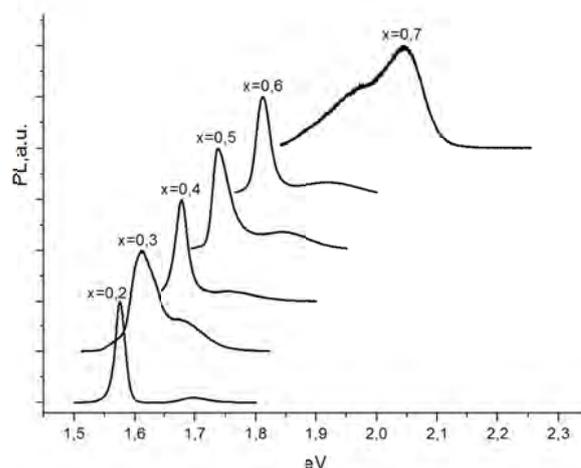


Рис. 4. Спектры ФЛ AlGaAs ННК с различным номинальным составом x от 0.2 до 0.7

Литература

1. Г.Э. Цырлин, И.В. Штром // ФТП, 2016, том 50, вып. 11, с.1441-1444.
2. V.G. Dubrovskii, I.V. Shtrom et al. // Cryst. Growth Des., 2016, v. 16, p.7251–7255. DOI: 10.1021/acs.cgd.6b01412
3. L. Pavesi, M. Guzzi // Journal of Applied Physics, 1994, v. 75, p. 4779
4. A. De, Craig E. Pryor // PHYSICAL REVIEW B, 2010, v.81, p. 155210.

Исследование структурных и морфологических свойств НРНТ алмазных подложек

П.А. Юнин^{1,*}, Ю.Н. Дроздов¹, А.Н. Катруша³, А.В. Колядин³,
С.А. Королев¹, Д.Б. Радицев², Е.А. Суругегина¹, В.И. Шашкин¹

1 Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия.

2 Институт прикладной физики РАН, 603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия.

3 ООО «Нью Даймонд Технолоджи», 197706, ул. Воскова 2, лит. Ю, Сестрорецк, г. Санкт-Петербург, Россия.

*yunin@ipmras.ru

Методами оптической интерференционной микроскопии белого света, атомно-силовой микроскопии и рентгеновской дифрактометрии проведены комплексные исследования морфологических и структурных свойств серии монокристаллических НРНТ алмазных подложек. Предложены методики, позволяющие охарактеризовать наиболее критичные для эпитаксиального применения параметры подложек.

Введение

Известно, что монокристаллические алмазные подложки для гомоэпитаксиального роста CVD-алмаза (chemical vapor deposition) электронного качества производятся методом НРНТ (high pressure high temperature). НРНТ подложки имеют относительно малые размеры, высокое содержание остаточных примесей и неоднородность свойств по площади [1-3]. Высококачественная по оценке производителя подложка может не удовлетворять требованиям для роста эпитаксиальных структур электронного качества. Таким образом, разработка методик входного анализа, позволяющих оценить наиболее критичные для эпитаксии характеристики подложки, в настоящее время чрезвычайно актуальна.

Эксперимент

В рамках работы были исследованы 6 образцов коммерческих НРНТ подложек производства ООО «New Diamond Technology» (г. Санкт-Петербург, Россия), тип Па, ориентация (001). Исследованные подложки имели латеральные размеры 4x4 мм и 3,5x3,5 мм. Три подложки моносекториальные – каждая была вырезана из одного сектора роста (001) разных НРНТ кристаллов. Толщина подложек составляла 0,4-0,5 мм. Морфология подложек исследовалась методом оптической интерферометрии белого света (ОИМБС) на интерференционных микроскопах Talysurf CCI 2000 (поле зрения 0,9x0,9 мм) и Zygo New View 7300 (поле зрения – вся поверхность подложки). Также использовался метод

атомно-силовой микроскопии (АСМ), микроскоп СММ-2000, размер кадра 1x1 мкм. Сочетание нескольких методов позволило характеризовать морфологию подложек на разных пространственных масштабах и описать форму, волнистость и микрошероховатость поверхности. Рентгенодифракционные исследования выполнялись на дифрактометре Bruker D8 Discover. Проводилось картирование значений ширины кривой качания и брэгговского угла отражения (004) алмаза по площади подложек. Съёмка осуществлялась в схеме с монохроматором четырехкратного отражения Ge(220) и коллиматором диаметром 0,3 мм на первичном пучке. Кривая качания записывалась с широкой щелью (4,5 мм) перед детектором. Брэгговский угол уточнялся с использованием кристалла анализатора Ge(220) трехкратного отражения. Подложки исследовались в 9 точках (карта 3x3 точки с шагом 1,5 мм).

Результаты и обсуждение

Все измеренные параметры для серии подложек приведены в таблице. Исследование морфологии на масштабах всей площади (~ 4x4 мм) показало, что подложки имеют характерную форму «двояковогнутой линзы». Радиус кривизны поверхности ($R_{пов}$) варьируется от 2 до 10 метров, что дает величину прогиба центра подложки относительно краев порядка единиц микрон. Измерение деформации кристаллической структуры методом рентгеновской дифрактометрии показало, что радиус изгиба «решетки» ($R_{реш}$) не меньше 100 метров.

Очевидно, что «прогиб» центральной части подложек не связан с деформацией подложки в целом, а является артефактом технологии полировки. Шероховатость на размере кадра 0,9x0,9 мм после вычитания квадратичной формы (σ ОИМБС) оказалась достаточно большой, на уровне 2-10 нм. Микрошероховатость, измеренная методом АСМ на кадре 1x1 мкм (σ АСМ), разделяет подложки на 2 типа – у одних величина σ составляет 0,2 нм для обеих сторон, у других – порядка 1 нм. По всей видимости, это также связано с особенностями финишной полировки. Рентгенодифракционные измерения ширины кривой качания $\Delta\omega$ показали, что величины варьируются в пределах 30-60 угловых секунд (без учета инструментального уширения). Существует разброс значений по площади подложки ($S(\Delta\omega)$), отличаются также значения, измеренные с разных сторон подложки.

Таблица. Параметры исследованных НРНТ подложек алмаза: средняя ширина кривой качания $\Delta\omega$ (004), средний параметр решетки a , их среднеквадратические отклонения S , отклонение среза Δ , радиусы кривизны поверхности и решетки $R_{пов}$ и $R_{реш}$, а также шероховатость поверхности σ

Sub		$\Delta\omega$, угл.с.	$S(\Delta\omega)$, угл.с.	a , Å	$S(a)$, Å	Δ , град.	$R_{пов}$, м	$R_{реш}$, м	σ АСМ, нм	σ ОИМБС, нм
1	Лицо	56	6	3.5667	$3 \cdot 10^{-5}$	0,75	+10	>100	0,2	1,7
	Оборот	54	5	-	-		+7	>100	0,2	-
2 SS	Лицо	48	3	3.5667	$1 \cdot 10^{-5}$	0,2	-	>100	0,2	5,6
	Оборот	47	5	-	-		+26	>100	-	-
3 SS	Лицо	31	1	3.5665	$1 \cdot 10^{-5}$	0,3	+4	>100	0,9	3,4
	Оборот	31	2	3.5665	$2 \cdot 10^{-5}$		+3	>100	0,7	-
4	Лицо	44	5	3.5668	$1 \cdot 10^{-5}$	1,4	+2	>100	0,9	9,5
	Оборот	37	4	3.5666	$4 \cdot 10^{-5}$		+3	>100	-	-
5 SS	Лицо	30	1	3.5665	$2 \cdot 10^{-5}$	0,09	+13	>100	1,0	6,8
	Оборот	46	6	3.5666	$2 \cdot 10^{-5}$		+4	>100	-	-
6	Лицо	44	5	3.5666	$3 \cdot 10^{-5}$	0,41	+2	>100	0,2	4,4
	Оборот	64	13	3.5670	$1 \cdot 10^{-5}$		+5	>100	-	-

Заключение

С точки зрения морфологии (форма, микрошероховатость), использование для эпитаксии подложек без дополнительной обработки невозможно. Их структурное качество приемлемо, однако для выбора рабочей стороны желательно проводить измерения ширины кривых качания. Важно знать величину отклонения среза подложки. Показано, что характеристики подложек производителем только по «ювелирному» типу недостаточно для электронных приложений. Требуется контролировать ряд мор-

фологических различия наблюдаются и для параметра элементарной ячейки a , определенного из брэгговского угла отражения (004) алмаза. Стоит отметить, что для моносекториальных подложек были получены лучшие значения $\Delta\omega$, $S(\Delta\omega)$ и $S(a)$, что говорит о лучшей однородности их структурных свойств. Различия a как в серии, так и для одной подложки, могут обуславливаться различными концентрациями примесей в разных процессах роста, а также за счет зонарного и секториального строения выращенного кристалла.

Величина отклонения (угол Δ) поверхности подложки от кристаллографической плоскости (001) варьируется в некотором диапазоне, что характерно для НРНТ подложек. Для моносекториальных подложек величина Δ меньше.

фологических и структурных параметров. Работа поддержана грантом РФФИ № 16-19-00163 в части подготовки подложек для эпитаксии.

Литература

1. A. Tallaire, V. Mille, O. Brinza et al. // *Diamond Relat. Mater.* V. 77, 146 (2017).
2. R.C. Burns et al. // *J. Phys.: Condens. Matter*, V. 21, 364224 (2009).
3. X. Xie, X. Wang, Y. Peng et al. // *J. Mat. Science: Materials in Electronics*, V. 28, 9813 (2017).

Исследование структурных свойств слоев GaN, выращенных методом МОГФЭ на *a*-срезе сапфира

П.А. Юнин^{1,*}, Ю.Н. Дроздов¹, О.И. Хрыкин¹, В.А. Григорьев²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия.

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, проспект Гагарина, д. 23, 603950

*yunin@ipmras.ru

Методом рентгеновской дифрактометрии исследованы структурные свойства гетероэпитаксиальных слоев GaN, выращенных на подложках *a*-среза сапфира. Обнаружена анизотропия ширины кривых качания для симметрично-эквивалентных отражений при вращении образца в своей плоскости. Показано различие результатов для слоев GaN с различными эпитаксиальными соотношениями в плоскости, что позволило сделать заключение о независимости анизотропии структурных свойств от термоупругих напряжений.

Введение

Из-за совокупности физических свойств сапфир остается наиболее распространенной подложкой для гетероэпитаксии нитридов третьей группы. Известно, что слои GaN и AlN ориентации (0001) растут не только на традиционных подложках сапфира *c*-среза (0001), но также и на подложках *a*-среза (11-20). Известно, что в зависимости от условий роста даже при использовании одного метода могут реализовываться различные эпитаксиальные соотношения между слоем и подложкой в плоскости роста [1–2]. Новый вариант эпитаксиальных соотношений был зарегистрирован нами ранее [3]. Механизмы эпитаксии слоев нитридов на подложках *a*-среза сапфира исследованы недостаточно полно. В частности, неизвестно, связана ли анизотропия структурных свойств с анизотропией упругих напряжений, вызванной разницей коэффициентов термического расширения [4–5]. В данной работе методом рентгеновской дифрактометрии исследуются структурные свойства слоев GaN (0001) с разными эпитаксиальными соотношениями на подложках *a*-среза (11-20) сапфира.

Эксперимент

Рост слоев GaN осуществлялся в оригинальной установке металлоорганической газовой эпитаксии (МОГФЭ) пониженного давления. В качестве подложек использовались двухдюймовые пластины сапфира с ориентацией *a*-плоскостью (11-20) параллельно поверхности пластины, базовый срез был сделан параллельно плоскости *c* (0001) (производство ООО «Монокристалл», г. Ставрополь, Рос-

сия). Исследование структурных свойств слоев GaN и эпитаксиальных соотношений проводилось методом рентгеновской дифрактометрии (РД, дифрактометр Bruker D8 Discover). Съемка осуществлялась в схеме высокого разрешения с монохроматором двукратного отражения Ge(220) на первичном пучке, излучение CuK_{α1}. В эксперименте регистрировались кривые качания дифракционных отражений {11-24} и {10-15} слоев GaN, записывались ϕ -сканы отражений при вращении образца в своей плоскости. Кроме того, измерялась ширина кривой качания отражения (0004) GaN при разных углах поворота образца ϕ .

Результаты и обсуждение

В данной работе рассматриваются результаты, полученные для двух образцов слоев GaN с разными эпитаксиальными соотношениями на подложке *a*-среза сапфира. Образец S1 имеет толщину 1 мкм и был выращен при температуре 1050°C с использованием низкотемпературного зародышевого слоя GaN. Образец S2 толщиной 2 мкм рос при температуре 1050°C, зародышевый слой GaN был тоньше и осаждался в несколько этапов. Нитридизация подложки в обоих случаях не проводилась. Исследование эпитаксиальных соотношений в плоскости (0001) GaN/(11-20) Al₂O₃ для образцов S1 и S2 показало следующее. В образце S1 реализуется один из известных в литературе вариантов эпитаксиальных соотношений: (10-10) GaN || (0001) Al₂O₃, т. е. *m*-плоскость GaN параллельна *c*-плоскости сапфира. В образце S2 были зарегистрированы обнаруженные нами ранее эпитаксиальные соотношения:

(11-20) GaN || (1-102) Al₂O₃, т.е. *a*-плоскость GaN параллельна *r*-плоскости спайности сапфира [3]. Таким образом, подтверждено, что одним методом МОГФЭ можно получать слои GaN на *a*-срезе сапфира с различными эпитаксиальными соотношениями в плоскости. Эпитаксиальные соотношения определяются условиями начальной стадии роста зародышевого слоя.

На следующем этапе проводилось исследование структурных свойств слоев GaN с разными эпитаксиальными соотношениями. На рис. 1 представлены результаты измерения ширины кривых качания асимметричных отражений {11-24} и {10-15} GaN для образцов S1 и S2.

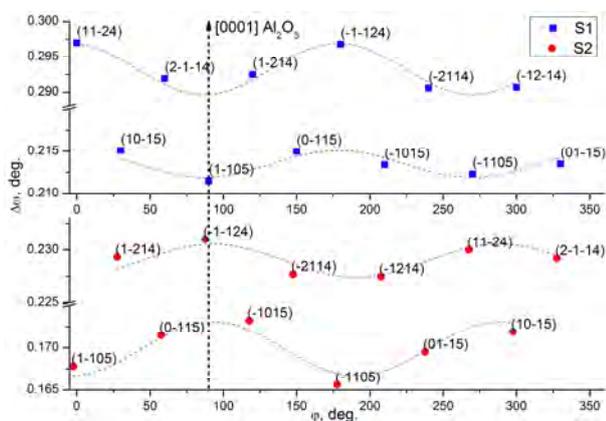


Рис. 1 Ширина РД кривых качания для двух наборов плоскостей {11-24} и {10-15} GaN образцов S1 и S2

В эксперименте регистрируется анизотропия структурных свойств слоев GaN. На рис. 1 явно видна периодическая зависимость ширины кривых качания дифракционных отражений от угла поворота образца в плоскости для обоих слоев. Различие состоит в том, что минимум ширины кривых качания для образца S1 соответствует положению *c*-плоскости подложки, в то время как для S2 этому углу соответствует максимум. Ранее в литературе отмечалась анизотропия структурных свойств слоев GaN на *a*-срезе сапфира [5]. Авторы пытались объяснить это анизотропным изгибом подложки из-за деформации гетеросистемы при остывании, однако не смогли описать экспериментальные данные, основываясь на этом предположении. Главные оси термоупругой деформации определяются ориентацией подложки, их положение одинаково по углу ϕ для S1 и S2. Направление максимального сжатия слоя GaN соответствует направлению

[0001] в плоскости подложки сапфира, и на рис. 1 соответствует углу $\phi = 90^\circ$. Анализ рис. 1 позволяет сделать заключение, что анизотропия структурных свойств не связана с анизотропией термоупругих деформаций или же с анизотропным изгибом подложки. По всей видимости, анизотропия структурных свойств напрямую зависит от эпитаксиальных соотношений в плоскости слой-подложка и возникает еще в процессе роста слоя при высокой температуре. Сравнение с шириной кривой качания симметричного отражения (0004) показывает, что анизотропия структурных свойств слоя GaN определяется анизотропией «наклона» блоков мозаики («tilt»), так как разворот в плоскости («twist») дает изотропный вклад в уширение кривых качания исследованных рефлексов.

Заключение

В работе показана возможность получения методом МОГФЭ слоев (0001) GaN на подложке *a*-среза сапфира (11-20) с различными эпитаксиальными соотношениями в плоскости роста. Показано, что анизотропия структурных свойств слоев не зависит от термоупругой деформации гетеросистемы, а определяется эпитаксиальными соотношениями в плоскости слой-подложка.

Работа выполнена за счет гранта РФФИ, проект № 17-72-10166. Использовано оборудование центра коллективного пользования «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. J. Tajima, R. Togashi, H. Murakami, Y. Kumagai, K. Takada, and A. Koukitu, *physica status solidi* (c) 8, 2028 (2011)
2. M. Funato, M. Shibaoka, and Y. Kawakami, *J. Appl. Phys.* 121, 085304 (2017)
3. П.А. Юнин, Ю.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, труды XXI международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника 2017», т. 2, с. 780-781 (2017)
4. V. Darakchieva, P. P. Paskov, T. Paskova, et al., *Appl. Phys. Lett.* 82, 703 (2003)
5. H. Kim-Chauveau, P. De Mierry, H. Cabane, et al. // *J. Appl. Phys.*, V. 104, 113516 (2008).

Влияние донорной примеси на оптические и структурные свойства слоев Ge, выращенных на Si(001) подложках

Д.В. Юрасов*, Б.А. Андреев, А.В. Антонов, Н.А. Байдакова,
П.А. Бушуйкин, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, П.А. Юнин

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

*Inquisitor@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследований структурных, электрических и оптических свойств слоев Ge, выращенных на Si(001) подложках методом МПЭ, и легированных Sb вплоть до концентраций, более чем на порядок превышающих ее равновесную растворимость. Продемонстрирована возможность получения электрически активной концентрации примеси $>10^{20}$ см⁻³. Путем сравнения данных различных экспериментальных методик показана возможность использования рентгеновской дифракции как неразрушающего метода измерения электрически активной концентрации атомов примеси. За счет измерений фотолюминесценции Ge:Sb слоев при 300К было установлено, что эффект перенормировки запрещенной зоны при сильном легировании связан с атомной концентрацией примеси, а не с концентрацией носителей заряда, и установлен вид данной зависимости.

Введение

Одним из перспективных кандидатов на роль эффективного излучателя на диапазон длин волн 1.5–1.6 мкм, полностью совместимого с Si, является т.н. “квазипрямозонный германий”. В силу малой разницы между прямой и непрямой запрещенными зонами в Ge при его легировании донорами возможно заполнение электронных состояний в L-долине и, как результат, инжекции электронов при накачке не только в L-, но и в Г-долину, что резко увеличивает вероятность излучательной рекомбинации носителей заряда [1]. Однако для реализации данного механизма необходимы уровни легирования, существенно превышающие уровни равновесной растворимости доноров в Ge, что создает трудности при формировании высококачественных сильно легированных слоев p⁺-Ge. Кроме того, оптические свойства слоев p⁺-Ge могут нетривиальным образом зависеть от концентрации и вида донорной примеси. Одним из таких эффектов является уменьшение ширины запрещенной зоны с ростом концентрации примеси (“band-gap narrowing”, (BGN)), одним из проявлений которого является зависимость положения сигналов люминесценции p⁺-Ge слоев от их уровня легирования. В данной работе представлены результаты по достижению в слоях Ge:Sb/Si(001), сформированных методом МПЭ, высокой ($>10^{20}$ см⁻³) концентрации электрически активной донорной примеси и влиянию уровня легирования на структурные и оптические свойства таких слоев.

Результаты и их обсуждение

Слои Ge:Sb были сформированы с помощью метода селективного легирования Ge, разработанного авторами ранее [2], на виртуальных Ge/Si(001) подложках методом МПЭ. Структурные свойства образцов исследовались методами ВИМС и рентгеновской дифракции (РД), а электрооптические свойства методами измерений эффекта Холла, фотолюминесценции (ФЛ) при 300К и с помощью измерений плазменной частоты. Были сформированы структуры с атомной концентрацией Sb, полученной из ВИМС, в диапазоне 5×10^{18} – 6×10^{20} см⁻³. Согласно измерениям эффекта Холла, электрическая активация внедренных атомов Sb близка к 100% вплоть до концентраций $(3-5) \times 10^{19}$ см⁻³, падает до 55-60% для атомных концентраций в $2-3 \times 10^{20}$ см⁻³, а при дальнейшем повышении атомной концентрации Sb падает до 20%. Отметим, что максимальная достигнутая концентрация электронов была $\sim 2 \times 10^{20}$ см⁻³, что более чем на порядок выше максимальной равновесной растворимости Sb в Ge [3]. Сравнение деформации кристаллической решетки Ge, вызванной внедрением Sb и определяемой из рентгенодифракционного анализа, с объемной концентрацией Sb, полученной из ВИМС, и концентрацией электронов, определенной из холловских измерений и положения плазменной частоты [5], позволило установить, что деформация линейно связана с концентрацией электронов (рис. 1). Это линейная зависимость хорошо совпадает с ра-

нее полученными результатами для Ge:Sb слоев с меньшей концентрацией примеси [4]. Полученные результаты позволяют использовать рентгенодифракционный анализ в качестве неразрушающего экспресс метода определения электрически активной концентрации примеси в слоях Ge:Sb.

Варьирование концентрации электронов в выращенных Ge:Sb слоях в диапазоне $0.4 - 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ позволяет смещать глобальный минимум коэффициента отражения от них, соответствующий плазменной частоте, в широком спектральном диапазоне от 7 до 3.6 мкм, что может быть использовано для создания различных сенсоров на основе плазмонных резонансов, работающих в окне прозрачности атмосферы 3-5 мкм.

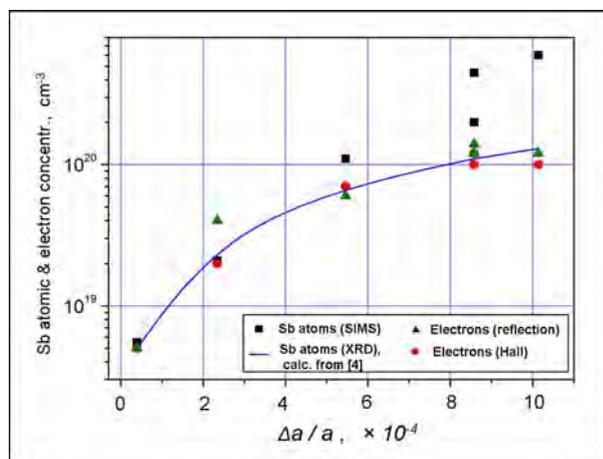


Рис. 1. Концентрация Sb, полученная из ВИМС, и концентрация электронов, полученная из измерений эффекта Холла и плазменной частоты. Сплошная линия – вычисленная согласно [4] концентрация Sb из измеренной с помощью РД деформации решетки Ge

Исследование ФЛ сформированных Ge:Sb слоев показало, что от них наблюдается сигнал при 300К, связываемый с рекомбинацией носителей в прямой зоне, в диапазоне 0.7-0.8 эВ вплоть до концентраций примеси в $1-2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. При дальнейшем росте концентрации Sb интенсивность сигнала ФЛ, а также электрическая активация примеси падают, что связывается с формированием кластеров из нескольких атомов Sb, которые являются электрически неактивными (рис.1). Кроме того, данные кластеры являются дефектами кристаллической структуры и приводят к усилению безызлучательной рекомбинации, что снижает интенсивность ФЛ.

Было также обнаружено, что величина эффекта BGN для прямых переходов в Ge:Sb слоях, определяемая по величине сдвига сигнала ФЛ от легированных слоев относительно положения пика от не легированного Ge слоя, пропорциональна не концентрации электронов, как указывалось в работе [6] для Ge:P слоев, а концентрации атомов примеси (рис. 2b). Кроме того, было получено гораздо лучшее соответствие экспериментальных данных по величине BGN, полученных в настоящей работе, с моделью [7], нежели с предложенной в более поздней работе [6] линейной зависимостью уменьшения ширины запрещенной зоны от концентрации.

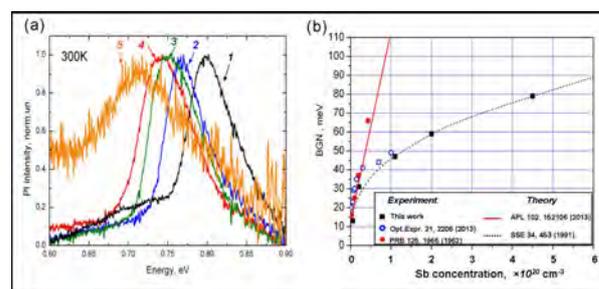


Рис. 2. (а) – спектры ФЛ Ge:Sb слоев при 300К. Кривые от 1 до 5 идут с увеличением концентрации доноров с 5×10^{18} до $4.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. (b) - величина BGN (эксперимент, настоящая работа) и литературные данные (эксперимент и моделирование)

Полученные Ge:Sb/Si(001) структуры были использованы для формирования одно и двухосно растянутых Ge микроструктур, в спектрах микро-ФЛ от которых наблюдается заметное увеличение интенсивности сигнала при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-72-10207). Использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. J. Liu et al. // Opt. Expr. **15**, 11277 (2007).
2. D.V. Yurasov et al. // JAP **118**, 145701 (2015).
3. J. Vanhellefont et al. // MSSP **15**, 642 (2012).
4. C. Xu et al. // PRB **93**, 041201(R) 2016.
5. J. Frigerio et al. // PRB **94**, 085202 (2016).
6. R. Camacho-Aguilera // APL **102**, 152106 (2013).
7. S.C. Jain et al. // SSE **34**, 453 (1991).

Исследование сегрегации донорных и акцепторных примесей при эпитаксиальном росте кремния и германия на высокоиндексных подложках

Д.В. Юрасов*, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, В.Б. Шмагин

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

*Inquisitor@ipmras.ru

В работе приведены результаты сравнительных исследований процесса сегрегации доноров (на примере Sb) и акцепторов (на примере В) в Si и Ge слоях, выращенных методом МПЭ на подложках с различными кристаллографическими ориентациями. Для донорных примесей показано качественное сходство температурных зависимостей эффекта сегрегации для различных кристаллографических ориентаций - наблюдается два характерных температурных режима с переходной областью между ними, в которой наблюдается резкий рост коэффициента сегрегации (r) с температурой – но количественно данные для разных ориентаций значительно отличаются. В частности, для Si(111) температура перехода от режима кинетически ограниченного к равновесному режиму сегрегации выше на 150-170°C, по сравнению с Si(001), тогда как аналогичный переход для случая Ge(001) происходит при температурах на 180-200°C ниже в сравнении с Si(001). Для акцепторной примеси наблюдалась значительно более слабая сегрегация, по сравнению с донорами, что, в целом, согласуется с ранее полученными данными. Сравнение зависимостей $r(T)$ для В для случаев Si(001) и Si(111) выявило сдвиг кривой $r(T)$ в сторону больших температур для Si(111) на 100°C, что качественно схоже с аналогичным результатом, полученным для Sb. Полученные результаты позволили адаптировать метод селективного легирования, предложенный авторами ранее для Si(001), к структурам, выращенным на Si и Ge подложках с различной кристаллографической ориентацией, и с его помощью формировать структуры, в которых изменение концентрации примеси на порядок происходит на масштабах в единицы нанометров.

Введение

При эпитаксиальном росте полупроводников обеспечение требуемого распределения легирующих примесей является важным условием получения структур с необходимыми физическими свойствами. Эффект поверхностной сегрегации примесей при типичных условиях роста SiGe структур оказывается процессом, как правило, наиболее сильно влияющим на перераспределение примесей непосредственно в процессе роста, что требует корректного его учета при изготовлении различных эпитаксиальных структур. В большинстве работ по исследованию эффекта сегрегации примесей рассматривались структуры, сформированные на Si(001) подложках, как наиболее часто используемые. Однако для определенных практических применений может быть предпочтительным использование иных кристаллографических ориентаций подложек. В настоящей работе приведены результаты исследований сегрегации доноров (на примере Sb) и акцепторов (на примере В) в структурах, выращенных методом МПЭ на Si и Ge подложках с различной кристаллографической ориентацией. Количественные характеристики эффекта сегрега-

ции были получены из анализа распределений Sb и В по глубине, выполненного с помощью ВИМС, а также с помощью C-V измерений.

Результаты и их обсуждение

Были исследованы температурные зависимости коэффициента сегрегации Sb ($r(T)$) для структур, выращенных на различных типах Si и Ge подложек (рис. 1). Было обнаружено, что зависимость $r(T)$ для Si(111) смещена в область больших температур относительно Si(001) примерно на 150-170°C, тогда как для Si(110) данные оказались близки к Si(001), несмотря на различную структуру поверхностей и значения поверхностных энергий. Использование теоретической модели сегрегации из работы [1] позволило удовлетворительно описать экспериментальные данные для Si(111) широком диапазоне температур. Для случая использования Ge(001) подложек, зависимость $r(T)$ смещена в область меньших температур относительно Si(001) на 180-200°C, что может быть объяснено меньшей энергией связи Ge-Sb по сравнению с энергией связи Si-Sb [2]. Меньшая энергия связи Ge-Sb приводит к тому, что диффузия адатомов Sb по поверхности

Ge(001) сильнее, чем по Si(001), и поэтому преодоление кинетических барьеров происходит при меньшей T , что и ведет к меньшей температуре перехода от режима кинетически ограниченной сегрегации к равновесному режиму. Причина близости данных для Si(110) к таковым для Si(001), несмотря на различия в поверхностных энергиях и структуре поверхности, требует дальнейшего исследования.

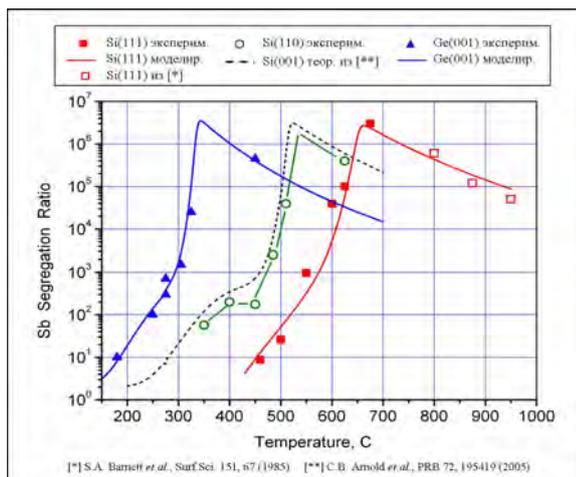


Рис. 1. Теоретические и экспериментальные зависимости коэффициента сегрегации Sb от температуры для Si слоев, выращенных на Si(111), Si(110) и Si(001) подложках, а также для Ge слоев, выращенных на Ge(001) подложках

Была исследована сегрегация бора в Si слоях, сформированных на Si(111) подложках, и проведено сравнение с опубликованными литературными данными для подложек Si(001) (рис. 2), аналогично тому, что было сделано для случая Sb. Экспериментально были обнаружены, во-первых, меньшие, по сравнению с Sb (см. рис.1), значения коэффициента сегрегации B и менее резкая зависимость $r(T)$, а, во-вторых, можно отметить сдвиг кривой $r(T)$ для случая Si(111) в сторону больших T по сравнению с данными для Si(001) [3] примерно на 100°C.

Последнее качественно схоже с поведением кривой $r(T)$ для Sb при переходе от ориентации (001) к (111), что может свидетельствовать о некоей общей закономерности, связанной с меньшей поверхностной энергией плоскости (111) в кремнии, по сравнению с (001).

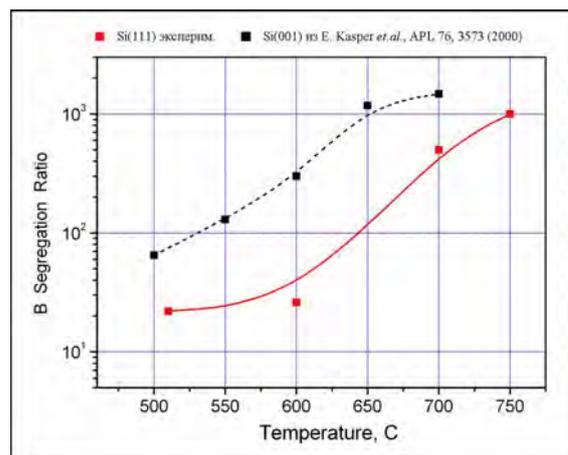


Рис. 2. Зависимости коэффициента сегрегации B от температуры для Si структур, выращенных на Si(111) и Si(001) подложках

Полученные в ходе работы зависимости $r(T)$ для Sb для различных типов Si и Ge подложек имеют общее свойство – для каждого типа подложек можно найти относительно узкий температурный интервал, в котором величина r меняется на 4-5 порядков. Это позволило адаптировать методику селективного легирования, предложенную ранее авторами для Sb в Si(001) [4], для других типов подложек. С ее помощью были получены селективно легированные структуры, с размерами переходных областей от легированных к нелегированным слоям в несколько нанометров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00686) с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. Ю.Ю. Эрвье // Матер. эл. техн. **2**, 4 (2013).
2. S.J. Jenkins et.al. // Phys. Rev. B **56**, 9221 (1997).
3. E. Kasper et al. // Appl. Phys. Lett. **76**, 3573 (2000).
4. D.V. Yurasov et al. // J. Appl. Phys. **109**, 113533 (2011).

Формирование и исследование локально растянутых Ge микроструктур для кремниевой фотоники

А.Н. Яблонский^{1,*}, С.Н. Вдовичев¹, В.А. Вербус^{1,2}, В.А. Володин³, Н.С. Гусев¹, К.Е. Кудрявцев^{1,4}, А.И. Машин⁴, Е.Е. Морозова¹, А.В. Нежданов⁴, А.В. Новиков^{1,4,§}, Е.В. Скороходов¹, Д.В. Юрасов¹

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

² НИУ Высшая школа экономики, Нижний Новгород, Россия

³ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

⁴ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, 603950

*yablonsk@ipmras.ru, §anov@ipmras.ru

В работе представлены результаты по формированию локально растянутых Ge микроструктур на основе слоев Ge, выращенных методом МПЭ на подложках Si(001) и SOI, и исследованию их излучательных свойств. Свободновисящие Ge микромостики были получены методами оптической литографии, плазмохимического и селективного химического травления. Измерения локальной деформации методом микроспектроскопии КРС показали увеличение деформации растяжения в Ge микромостиках до 3%. Методом спектроскопии микро-ФЛ продемонстрировано значительное возрастание интенсивности и существенная модификация спектра ФЛ в области максимальных растягивающих напряжений в Ge микромостиках и их окрестности по сравнению со слабо растянутыми участками исходных слоев Ge.

Введение

Германий привлекает к себе повышенное внимание как перспективный материал для создания источников излучения ближнего ИК диапазона благодаря малой (~ 140 мэВ) разнице энергий между Г и L долинами в зоне проводимости, а также совместимости с современной Si интегральной технологией [1]. Приложение к Ge растягивающих напряжений уменьшает разницу между энергиями прямой и непрямой запрещенных зон [2], что способствует повышению эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда. Согласно расчетам, при достаточно большой величине деформации растяжения (1.5-2% для двухосной и 4-5% для одноосной деформации) разность энергий между Г и L долинами уменьшается до нуля, и Ge становится прямозонным полупроводником [2].

Указанные величины деформации не могут быть реализованы в Ge слоях, выращенных на Si подложках, однако могут быть достигнуты локально за счет метода "концентрации упругих напряжений" путем создания в структуре свободновисящих Ge микромостиков [2]. В данной работе приведены результаты по формированию таких микромостиков и исследованию их излучательных свойств.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исходными структурами для формирования микромостиков служили слои Ge, выращенные методом МПЭ на подложках Si(001) и SOI [3]. По данным рентгенодифракционного анализа, выращенные слои Ge характеризовались деформацией растяжения на уровне 0.15-0.25%, вызванной разницей в коэффициентах термического расширения Si и Ge [1, 2]. Формирование свободновисящих Ge микромостиков (рис.1) осуществлялось методами оптической литографии, плазмохимического и селективного химического травления. Измерения локальной деформации, выполненные методом микроспектроскопии КРС, продемонстрировали увеличение одноосной деформации в Ge микромостиках до 3%.

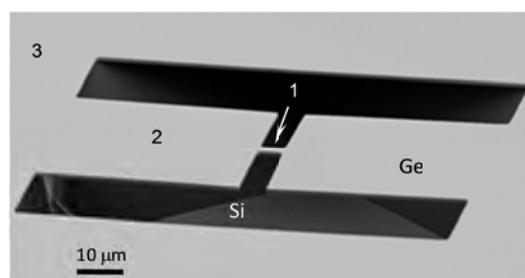


Рис. 1. СЭМ снимок структуры с Ge мостиком (1 - мостик, 2 - подвешенная часть Ge слоя ("берег"), 3 - исходный слой Ge не подвергавшийся обработке

Исследования излучательных свойств полученных Ge микроструктур при комнатной температуре методом спектроскопии микро-ФЛ в режиме непрерывной накачки (длина волны возбуждения 532 нм, пространственное разрешение ~ 2 мкм) показали значительное возрастание интенсивности сигнала ФЛ от Ge мостика, т.е. от области с максимальной деформацией растяжения, по сравнению с исходным, слабо растянутым Ge слоем (рис. 2). Следует отметить, что увеличение интенсивности ФЛ наблюдалось также для широких "подвешенных" областей Ge слоя, примыкающих к мостикам ("берегов"), в которых, согласно данным микро-КРС, деформация растяжения уменьшена по сравнению с исходным слоем Ge. Таким образом, возрастание интенсивности ФЛ, наблюдаемое в свободновисящих Ge микромостиках, может быть обусловлено как локальным увеличением деформации в мостиках, так и рядом других факторов, например, рассеянием излучения Ge на латеральных границах микроструктуры, приводящим к более эффективному выводу ФЛ из Ge слоя, а также возможным влиянием на интенсивность ФЛ локального разогрева Ge пленки в области ее возбуждения лазерным излучением.

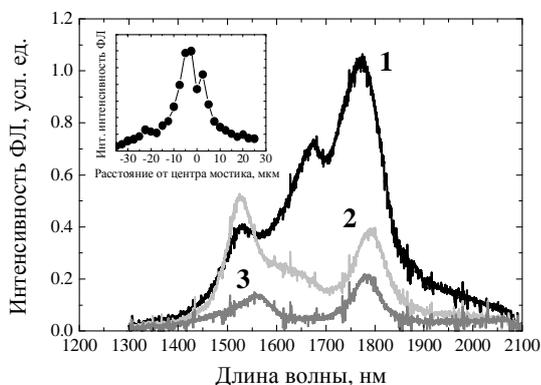


Рис. 2. Спектры микро-ФЛ структуры с Ge микромостиком при непрерывной накачке: 1 – в области максимальной деформации растяжения вблизи центра мостика; 2 – на "подвешенной" области Ge слоя вблизи мостика; 3 – на непроцессированном участке Ge слоя вдали от мостика. На вставке: интегральная интенсивность ФЛ в зависимости от удаления пятна возбуждения от центра мостика

Для уменьшения вероятного вклада, связанного с локальным разогревом Ge слоя были проведены исследования спектров микро-ФЛ структур с Ge мостиками в условиях импульсного оптического возбуждения (накачка: фс лазер Tsunami, длина волны – 800 нм, длительность импульса ~ 200 фс, частота повторения импульсов 50 кГц; регистрация ФЛ – ФЭУ Hamamatsu, диапазон чувствительности 0.9-1.7 мкм, время отклика ~ 2 нс). Спектры ФЛ, полученные в режиме импульсной накачки (рис.3), также показали заметное возрастание интегральной интенсивности сигнала ФЛ в области Ge мостиков. При этом наибольшее увеличение сигнала ФЛ наблюдалось в спектральном диапазоне 1.6-1.7 мкм, что качественно совпадает с результатами, полученными при непрерывной накачке (длинноволновый край спектра ФЛ Ge мостика на рис.3а определяется границей чувствительности ФЭУ – 1.7 мкм).

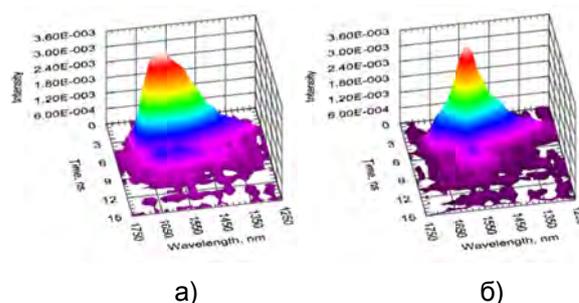


Рис. 3. Спектрокинетические зависимости микро-ФЛ структуры с Ge мостиком при импульсной накачке: а) в области максимальной деформации растяжения в центре мостика; б) – на непроцессированном участке Ge слоя

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-29-14056-офи_м).

Литература

1. R.E. Camacho-Aguilera, Y. Cai, N. Patel et al. // *Opt. Express.*, v.20, p.11316 (2012).
2. R. Geiger, T. Zabel, H. Sigg // *Frontiers in Materials*, v.2, p.52 (2015).
3. Д.В. Юрасов, А.И. Бобров, В.М. Данильцев и др. // *ФТП*, т.49, с.1463 (2015).

Излучательные свойства нитевидных нанокристаллов InAsP/InP, выращенных на подложках Si(111), в ближнем ИК диапазоне

А.Н. Яблонский^{1,*}, К.П. Котляр², К.Е. Кудрявцев¹, С.В. Морозов¹, Р.Р. Резник^{2,3}, И.В. Штром², Г.Э. Цырлин^{2,3}

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

² Санкт-Петербургский академический университет РАН, ул. Хлопина, 8/2, Санкт-Петербург, 194021

³ Санкт-Петербургский политехнический университет им. Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251

*yablonsk@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследования структур с нитевидными нанокристаллами (ННК) InAsP/InP, выращенными на подложках Si(111). Методом спектроскопии ФЛ и микро-ФЛ исследованы излучательные свойства как массивов ННК, так и отдельных ННК, содержащих наноразмерную вставку InAsP. В низкотемпературных спектрах микро-ФЛ одиночных ННК обнаружены серии узких линий в области 1-1.5 мкм с шириной ~ 1-2 нм, которые могут быть связаны с излучательными межзонными переходами между уровнями размерного квантования в КТ InAsP.

Введение

Нитевидные нанокристаллы (ННК) полупроводниковых соединений представляют интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Их свойства определяются как уникальными геометрическими параметрами, так и возможностью выращивания бездефектных гетероструктур, в том числе, состоящих из материалов с различными постоянными кристаллической решетки, поскольку релаксация упругих напряжений происходит на боковых гранях ННК без образования дефектов. При росте ННК методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) варьирование элементного состава молекулярных потоков, направляемых на подложку, позволяет получать ННК различного состава, а также формировать наноструктурную вставку в теле ННК с меньшей шириной запрещенной зоны. Если характерный размер такой вставки не превышает размер боровского радиуса, то такую систему можно рассматривать как квантовую точку (КТ) в ННК. Примерами таких систем могут служить КТ GaAs в ННК AlGaAs или КТ InAsP в ННК InP [1,2]. В данной работе представлены результаты исследования структур с ННК InAsP/InP, выращенных на подложках Si(111). Такие структуры представляют значительный интерес как один из возможных вариантов создания эффективных источников излучения ближнего ИК диапазона для устройств современной кремниевой оптоэлектроники.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Рост ННК InAsP/InP осуществлялся методом МПЭ на подложках Si(111) [2]. В работе были исследованы структуры с различной поверхностной плотностью ННК и различными параметрами КТ InAsP (рис. 1). Исследования ФЛ ННК InAsP/InP проводились при возбуждении структур как непрерывным лазерным излучением ($\lambda = 532$ нм), так и импульсным излучением фс лазера Tsunami ($\lambda = 800$ нм). Исследовалась ФЛ как массивов ННК, так и отдельных ННК с использованием спектроскопии микро-ФЛ. Запись спектров ФЛ осуществлялась при температурах от 5 до 300 К с использованием фурье-спектрометра или решеточного монохроматора, регистрация ФЛ – с помощью Ge приемника (0.8-1.6 мкм) или ФЭУ Hamamatsu (0.9-1.7 мкм, время отклика ~ 2 нс).

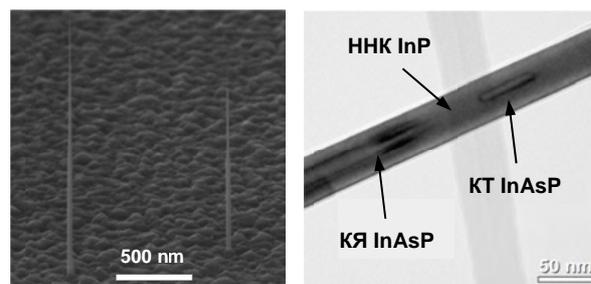


Рис. 1. СЭМ (а) и ПЭМ (б) изображения ННК InAsP/InP с КТ InAsP, выращенных на подложке Si(111)

В спектрах ФЛ как массивов ННК InAsP/InP, так и одиночных ННК наряду со слабой линией, соответствующей межзонной рекомбинации в InP (~ 0.93 мкм), наблюдался интенсивный сигнал ФЛ в области 1.0-1.5 мкм, соответствующий излучению наноразмерных включений InAsP в ННК (рис. 2). Линия ФЛ в области 1.25-1.5 мкм соответствует КТ InAsP, (содержание As ~ 0.4). Более коротковолновая линия ФЛ в области 1.0-1.2 мкм, по-видимому, соответствует радиальной КЯ, которая образуется в результате осаждения тонкого слоя InAsP на поверхность ННК во время роста КТ. Следует отметить, что при комнатной температуре в спектре ФЛ наблюдался только пик, связанный с КТ InAsP, причем падение интегральной интенсивности данного пика при увеличении температуры от 77 до 300 К составило около 2.5 раз (рис.2а). Это свидетельствует об эффективной локализации носителей заряда в КТ, а также о незначительной роли процессов безызлучательной рекомбинации в КТ.

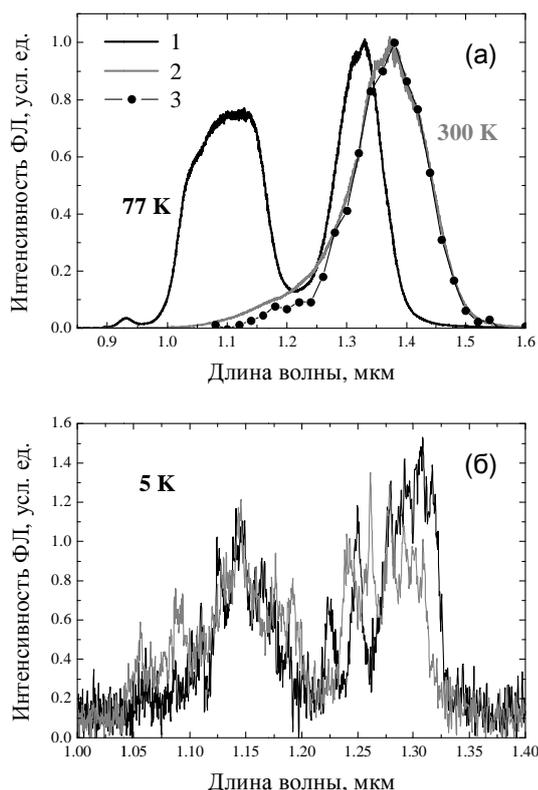


Рис. 2. а) нормированные спектры ФЛ массива ННК с КТ InAsP в условиях непрерывной накачки при 77 К (1) и 300 К (2) и импульсной накачки при 300 К (3); б) спектры микро-ФЛ двух одиночных ННК при температуре 5 К

На рис.2б представлены спектры микро-ФЛ, полученные для двух различных одиночных ННК с КТ InAsP при температуре 5 К. Как видно из рисунка, при низких температурах в спектрах ФЛ одиноч-

ных ННК наблюдается ряд узких линий, ширина которых составляет 1-2 нм, а количество и спектральное положение зависит от выбора конкретного ННК. Данные линии, по-видимому, соответствуют излучательным межзонным переходам между уровнями размерного квантования электронов и дырок в КТ InAsP.

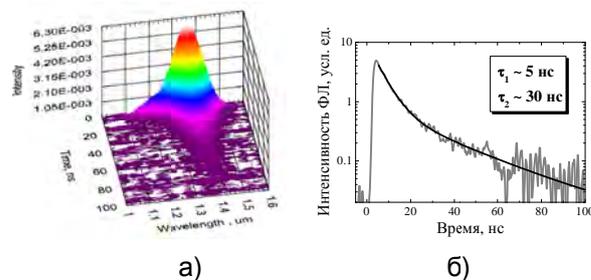


Рис. 3. а) спектрокинетическая зависимость ФЛ массива ННК с КТ InAsP при возбуждении структуры фемтосекундным импульсным лазером (800 нм). Т = 300 К; б) временная зависимость ФЛ в максимуме линии КТ InAsP

На рис.3 представлена спектрокинетическая зависимость ФЛ массива ННК, полученная при температуре 300 К в условиях возбуждения структуры импульсным излучением фс лазера ($\lambda = 800$ нм). На рис.2а приведен соответствующий интегральный спектр ФЛ, который с хорошей точностью совпадает со спектром ФЛ, полученным при непрерывной накачке. Как видно из рис.3 для линии ФЛ, связанной с излучением в КТ InAsP, наблюдалось относительно медленное время спада (~ 20 нс), не характерное для излучательной рекомбинации в прямозонных полупроводниках. Можно предположить, что возникновение такого медленного времени излучательной рекомбинации в КТ InAsP в ННК InP связано с пространственным разделением носителей заряда в КТ, например вследствие возникновения гетерограницы 2-го рода между КТ и объемом ННК InP. Аналогичный эффект наблюдался в ряде ННК, например на основе GaAs/AlGaAs, в частности, при возникновении в ННК областей с разным типом кристаллической решетки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-42-520067 p_a).

Литература

1. М. Tchernycheva, G.E. Cirlin, G. Patriarche et al. // Nano Lett., v.7, p.1500 (2007).
2. Г.Э. Цырлин, М. Tchernycheva, G. Patriarche, J.-C. Harmand // ФТП, т.46(2), с.184 (2012).

Спиновая физика в коллоидных полупроводниковых наноструктурах

Д.Р. Яковлев^{1,2,*}

¹ Experimental Physics 2, TU Dortmund University, 44227 Dortmund, Germany

² Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, 194021.

*dmitri.yakovlev@tu-dortmund.de

В докладе представлен обзор спин-зависимых эффектов в коллоидных полупроводниковых нанокристаллах.

Представлен обзор спин-зависимых явлений и эффектов в различных коллоидных полупроводниковых нанокристаллах, исследованных, в основном, при низких температурах и в сильных магнитных полях до 30 Тесла. Использовались несколько экспериментальных методов: поляризованная люминесценция, спин-флип Рамановское рассеяние и папм-проб Фарадеевское вращение с пикосекундным временным разрешением.

Исследовалась спиновая структура нейтральных и заряженных экситонов, их спиновая динамика, включая когерентную спиновую динамику. Это позволило получить детальную информацию о g -факторах носителей и экситонных комплексов, о временах спиновой релаксации и спиновой когерентности и о зависимости этих времен от магнитного поля и температуры. На основании этого мы обсуждаем доминирующие механизмы спиновой релаксации в коллоидных нанокристаллах. Кроме того, это позволило нам определить являются ли нанокристаллы нейтральными, либо содержат резидентные носители (электроны или дырки) [1,2,5]. Анализ степени циркулярной поляризации фотолюминесценции, наведенной внешним магнитным полем, в комбинации с измерением спиновой динамики позволил однозначно идентифицировать тип резидентного носителя в CdSe и CsPbBr₃ нанокристаллах [2,7,8].

Анализ линейной и циркулярной поляризации излучения из структур «точка в роде» (dot-in-rod) CdSe/CdS дал информацию об ориентации родов в ансамбле, которая оказалась не однородной по образцу [4].

Известная методика исследования когерентной спиновой динамики папм-проб Фарадеевское вращение была нами модифицирована. Мы ввели дополнительный линейно поляризованный импульс,

который не изменял спиновую поляризацию системы нанокристаллов но генерил фотоносители. Это позволило исследовать динамику фотозаряда нанокристаллов за счет захвата одного из фотогенерированных носителей на поверхностные ловушки. Метод позволяет определить тип резидентного носителя, который остается в центре нанокристалла и исследовать динамику захвата и релаксации в широком временном диапазоне от единиц пикосекунд до миллисекунд. Показано, что динамика фотозаряда является сложным процессом в котором конкурируют несколько механизмов и зарядовое состояние нанокристалла изменяется от нейтрального к отрицательно заряженному и далее к положительно заряженному [5]. Эти эксперименты проводились при комнатной температуре.

Обнаружено что немагнитные полупроводниковые нанокристаллы демонстрируют спиновые эффекты присущие полумагнитным полупроводникам. Это связано с наличием нескомпенсированных спинов у поверхностных состояний, которые существенно модифицируют как спиновую так и рекомбинационную динамику темных (запрещенных по спину) экситонов и проявляются в формировании магнитных поляронов в CdSe нанокристаллах [6]. Мы обсуждаем специфику формирования и параметры магнитных поляронов с участием поверхностных спинов в сравнении с экситонными магнитными поляронами измеренными в нанокристаллах на основе полумагнитного полупроводника CdMnSe [10].

Литература

1. C. Javaux et al. Thermal activation of non-radiative Auger recombination in charged colloidal nanocrystals // Nature Nanotechnology 8, 206 (2013).

2. F. Liu et al. Spin dynamics of negatively charged excitons in CdSe/CdS colloidal nanocrystals // *Phys. Rev. B* 88, 035302 (2013).
3. F. Liu et al. Exciton spin dynamics of colloidal CdTe nanocrystals in magnetic fields // *Phys. Rev. B* 89, 115306 (2014).
4. B. Siebers et al. Exciton spin dynamics and photoluminescence polarization of CdSe/CdS dot-in-rod nanocrystals in high magnetic fields // *Phys. Rev. B* 91, 155304 (2015).
5. D. Feng et al. Dynamic evolution from negative to positive photocharging in colloidal CdS quantum dots // *NANO Letters* 17, 2844 (2017).
6. L. Biadala et al. Magnetic polaron on dangling bond spins in CdSe colloidal nanocrystals // *Nature Nanotechnology* 12, 569 (2017).
7. E.V. Shornikova et al. Electron and hole g-factors and spin dynamics of negatively charged excitons in CdSe/CdS colloidal nanoplatelets with thick shells // *NANO Letters* 18, 372 (2018).
8. D. Canneson et al. Negatively charged and dark excitons in CsPbBr₃ perovskite nanocrystals revealed by high magnetic fields // *NANO Letters* 17, 6177 (2017).
9. E.V. Shornikova et al. Addressing the exciton fine structure in colloidal nanocrystals: the case of CdSe nanoplatelets // *Nanoscale* 10, 646 (2018).
10. W.D. Rice et al. Direct measurements of magnetic polarons in CdMnSe nanocrystals from resonant photoluminescence // *NANO Letters* 17, 3068 (2017).

Эволюция аномальной структуры квантового эффекта Холла в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe в перпендикулярном электрическом поле

М.В. Якунин^{1,*}, С.С. Криштопенко², С.М. Подгорных¹, М.Р. Попов¹, В.Н. Неверов¹, Ф. Терре³, В. Jouault³, W. Desrat³, С.А. Дворецкий⁴, Н.Н. Михайлов⁴

¹ Институт физики металлов им. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, д. 18, Екатеринбург, 620219.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

³ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France.

⁴ Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

*yakunin@imp.uran.ru

Исследованы трансформации под действием напряжения затвора V_g обнаруженной ранее аномальной структуры квантового эффекта Холла (КЭХ) в двойной квантовой яме (ДКЯ) HgTe/CdHgTe со слоями HgTe толщиной, близкой к критической. Найдено, что положительное V_g приводит к разрушению возвратного характера КЭХ и выравнивает исходно несимметричный профиль потенциала ДКЯ. Эти и другие найденные особенности находят объяснение в рассчитанной картине уровней Ландау исследуемой гетероструктуры.

Уникальность энергетического спектра квантовой ямы HgTe и сильная его зависимость от ширины ямы позволяют конструировать разнообразные варианты нетривиальной энергетической структуры в системе из двух слоев HgTe с барьерами CdHgTe – в двойной квантовой яме (ДКЯ) HgTe/CdHgTe [1]. Это может быть полезно для всевозможных приложений, а также для исследований фундаментальных эффектов в новых условиях. Пример таких исследований – ДКЯ с относительно широкими слоями HgTe (~20 нм) [2].

Особенно яркие аномалии в структуре КЭХ обнаружены в ДКЯ со слоями HgTe критической толщины (6.5 нм) [3]. При такой толщине монослой HgTe имеет дираковский конический спектр, а в ДКЯ можно организовать спектр с набором параболических электронных и дырочных подзон, похожий на спектр двуслойного графена, но с возможностью существенно его модифицировать. Здесь на одном графике магнитосопротивления реализуется структура КЭХ как в режиме полностью свободных дырок (в сильных полях), так и при частичной их локализации в боковые максимумы валентной подзоны (в относительно слабых полях). В результате наблюдается возвратный КЭХ, где два участка одного плато КЭХ $\rho_{xy} = h/e^2$ с $i = 2$ разделены аномальным пиком (см. рис. 1а для $V_g = 0$). Было найдено, что этот аномальный пик

высококочувствителен к воздействиям и изменениям параметров эксперимента (подсветка, температура, наклон магнитного поля), и это облегчает интерпретацию полученных результатов, позволяя связать наблюдаемые особенности с электронной либо дырочной природой разных уровней в рассчитанной картине уровней исследуемой ДКЯ.

В настоящей работе мы описываем изменения в аномальной структуре КЭХ под действием напряжения V_g , прикладываемого к нанесенному на поверхность структуры затвору, что соответствует созданию в ДКЯ перпендикулярного электрического поля [4].

При отрицательных V_g стабильный переход между состояниями КЭХ $i = 2 \rightarrow 1$ смещается в большие поля, отражая рост полной концентрации дырок, но структура КЭХ в слабых полях почти не меняется (рис. 1а). При росте $V_g > 0$ этот же переход смещается в меньшие поля и при этом постепенно исчезает, поскольку возвращающееся состояние $i = 2$ разрушается, трансформируясь в неразрывное состояние $i = 1$. Далее КЭХ меняет знак (см. электронное плато с $i = -1$ на рис. 1б), проходя при $V_g = 3$ В через состояние $\rho_{xy} = 0$ в интервале $B = 0.5 - 2.5$ В. Всю эту эволюцию удобнее отобразить в виде холловской проводимости как функции двух переменных $\sigma_{xy}(B, V_g)$ (рис. 2а).

С приложением V_g в системе происходит два типа изменений: (i) меняется полная концентрация носителей, при этом с ростом V_g уровень Ферми E_F движется вверх, и (ii) профиль потенциала ДКЯ меняет наклон [4]. На рис.2 дается интерпретация структуры КЭХ в частном случае $V_g = 0$ на основе рассчитанной картины уровней. Аномальный пик обусловлен выходом на плато $i = 1$ в ограниченном интервале полей и связан с заходом в этих полях уровня Ферми в нижнюю часть квазитреугольной щели $i = 1$ [3]. А возрождение того же плато $i = 1$ в сильных полях однозначно указывает на асимметрию профиля потенциала ДКЯ, поскольку здесь данная щель находится между двумя уровнями $n = -2$, которые в симметричном профиле ДКЯ совпадают. В слабых магнитных полях щель между этими же уровнями соответствует $i = 0$. Поэтому наблюдаемый при $V_g = 3$ В плавный переход с ростом V_g от плато $i = 1$ к плато $i = -1$ в окрестностях $B = 1.5$ Тл без прохождения через щель $i = 0$ указывает на то, что при данном V_g эта щель закрыта и, соответственно, ДКЯ симметрична.

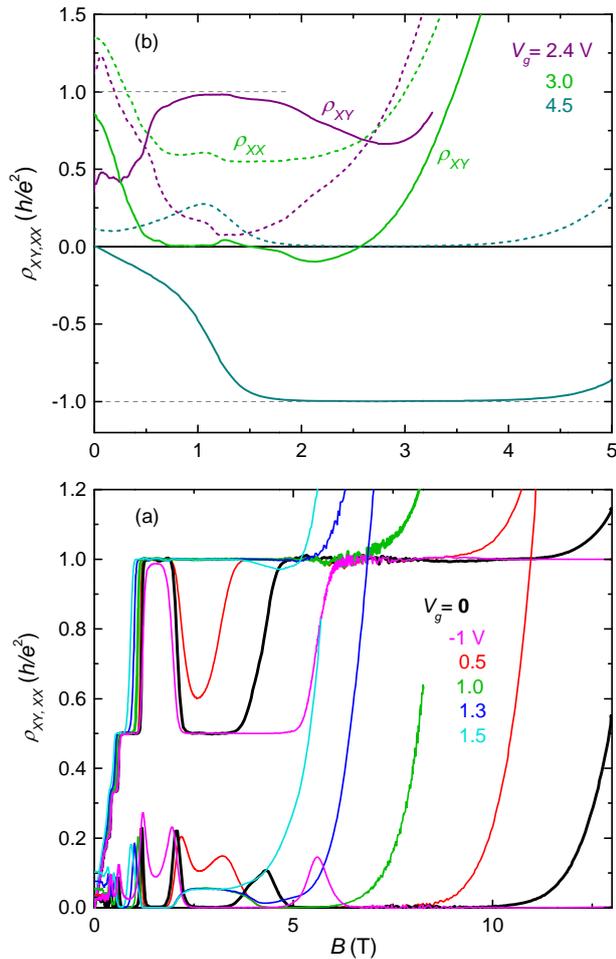


Рис. 1. Эволюция КЭХ с V_g

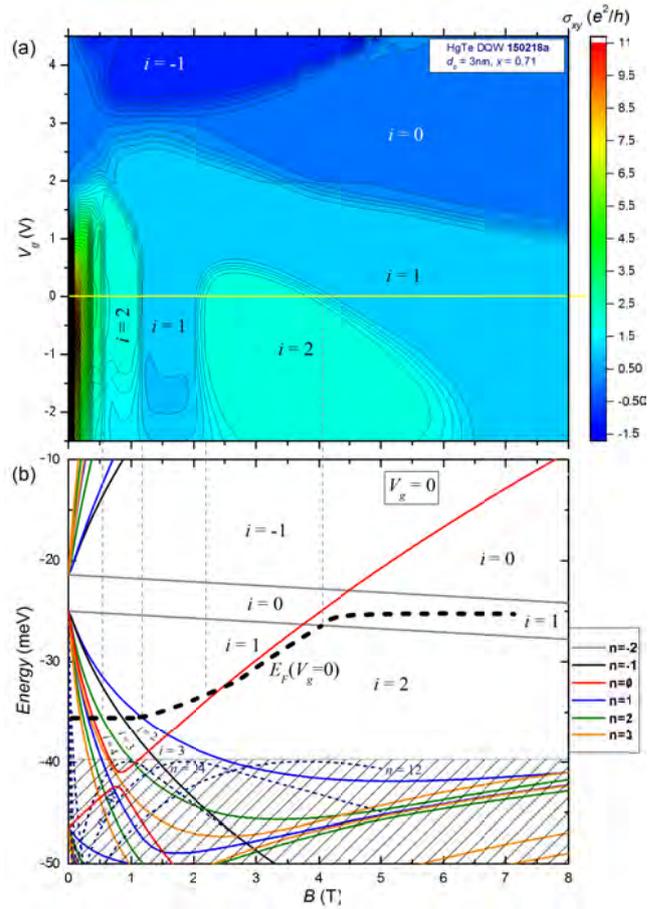


Рис. 2. Холловская проводимость как функция поля и V_g (a) и ее анализ в частном случае $V_g = 0$ на основе рассчитанной картины уровней (b). Здесь указаны факторы заполнения в щелях между уровнями, которые соответствуют номерам плато КЭХ

Авторы благодарят Г.М. Минькова за изготовление затвора на исследуемых структурах. Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-00172).

Литература

1. S.S. Krishtopenko, W. Knap, F. Teppe // Scientific Reports, V. 6, 30755 (2016).
2. M.V. Yakunin, A.V. Suslov, M.R. Popov et al. // Physical Review B, V. 93, 085308 (2016).
3. М.В. Якунин, С.С. Криштопенко, С.М. Подгорных и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 104, 415 (2016).
4. A.R. Hamilton, M.Y. Simmons, F.M. Bolton et al. // Physical Review B, V. 54, R5259 (1996).

Содержание 2 тома

Секция 3

Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

<i>Chumakov N.K., Mayboroda I.O., Ezubchenko I.S., Grishchenko Yu.V., Grichuk E.S., Lev L.L., Valeyev V.G., Zanaveskin M.L., Strocov V.N.</i> Unexpected conductance anisotropy in 2DEG of AlGa _N /AlN/GaN heterostructures.....	515
<i>Krishtopenko S.S., Teppe F.</i> Realistic picture of helical edge states in HgTe quantum wells.....	516
<i>Myronov M.</i> Germanium Tin heterosystem: new opportunities for spintronics, photonics and electronics	518
<i>Otsuji T.</i> Terahertz light emission and lasing in graphene-based van der Waals 2D heterostructures	520
<i>Semenova E., Sahoo H.K., Ansbaek T., Ottaviano L., Zubov F., Hansen O., Yvind K.</i> Wavelength tunable MEMS VCSEL for OCT Imaging	522
<i>Абрамкин Д.С., Бакаров А.К., Гутаковский А.К., Шамирзаев Т.С.</i> Спинодальный распад в гетероструктурах с InSb/AlAs квантовыми ямами	524
<i>Абрамкин Д.С., Петрушков М.О., Путьто М.А., Семягин Б.Р., Василенко А.П., Есин М.Ю., Гутаковский А.К., Шамирзаев Т.С.</i> Гетероструктуры с InAs/AlAs квантовыми ямами и квантовыми точками, выращенные на GaAs/Si эпитаксиальных слоях.....	526
<i>Азарова Е.С., Максимова Г.М.</i> Массивные дираковские фермионы в одномерных мезоскопических кольцах с неоднородностями.....	528
<i>Акимов А.Н., Климов А.Э., Лунегов В.А., Эпов В.С.</i> Эффект поля в пленках PbSnTe:In с низкой проводимостью в режиме инжекции из контактов и ограничения тока пространственным зарядом.....	530
<i>Алексеев А.Н., Мамаев В.В., Петров С.И.</i> Особенности получения III-N гетероструктур с использованием аммиачной и плазменной МЛЭ	532
<i>Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Морозов С.В., Румянцев В.В.</i> Темп излучательной рекомбинации в квантовых ямах HgTe гетероструктур CdHgTe/HgTe	534
<i>Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Родионов Н.Б., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Хмельницкий Р.А.</i> Транспорт в алмазных вертикальных диодах.....	536
<i>Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.</i> Электрические домены в сверхрешетках GaAs/AlAs с распределенным ТГц резонатором.....	538
<i>Андреев Б.А., Кудрявцев К.Е., Яблонский А.Н., Лобанов Д.Н., Бушуйкин П.А., Красильникова Л.В., Новиков А.В., Давыдов В.Ю., Красильник З.Ф.</i> Стимулированное излучение в монокристаллическом нитриде индия.....	540
<i>Анисимов А.Н., Бабуц Р.А., Бадалян А.Г., Единач Е.В., Гурин А.С., Успенская Ю.А., Романов Н.Г., Баранов П.Г.</i> Высокочастотные спектрометры нового поколения для ЭПР и ОДМР исследований полупроводников и наноструктур.....	542
<i>Артамонов Д.М., Зайнагутдинов А.Р., Кулаков Д.А., Дегтярев В.Е., Хазанова С.В., Конаков А.А.</i> Спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниковых квантовых ямах с произвольным направлением роста	544
<i>Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Дикарева Н.В., Некоркин С.М., Звонков Б.Н.</i> Анализ оптического и токового ограничения в лазерах с волноводом из квантовых ям и потенциальными барьерами.....	545

Байдусь Н.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Красильник З.Ф., Кудрявцев К.Е., Некоркин С.М., Новиков А.В., Рыков А.В., Реунов Д.Г., Шалеев М.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В. Применение компенсирующих слоев GaAsP для выращивания на подложках Ge/Si лазерных гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs, излучающих на длинах волн больше 1100 нм.....	547
Бекин Н.А. Многофононная релаксация возбужденных состояний акцепторов бора в алмазе.....	549
Бельков В.В., Дурнев М.В., Тарасенко С.А., Козлов Д.А., Михайлов Н.Н., Квон З.Д., Дворецкий С.А., Dantscher K.-M., Ganichev S.D. Фототоки в краевых каналах двумерного топологического изолятора на основе теллурида ртути.....	551
Бессолов В.Н., Гущина Е.В., Коненкова Е.В., Коненков С.Д., Львова Т.В., Пантелеев В.Н., Щеглов М.П. Формирование гексагональных нитридов алюминия и галлия на кремнии для монолитной интеграции оптоэлектронных компонентов	552
Бовкун Л.С., Маремьянин К.В., Иконников А.В., Алешкин В.Я., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Магнитооптика квантовых ям на основе HgTe/CdTe с гигантским расщеплением Рашбы в магнитных полях до 34 Тл	554
Бурбаев Т.М., Акмаев М.А., Сибельдин Н.Н., Скориков М.Л., Ушаков В.В., Цветков В.А., Новиков А.В., Лобанов Д.Н. Пространственное распределение дипольных экситонов и ЭДЖ в двухямных кремний-германиевых гетероструктурах	556
Вайнберг В.В., Пилипчук А.С., Порошин В.Н., Сарбей О.Г., Байдусь Н.В. Разогрев электронов и их пространственное перераспределение при латеральном электрическом транспорте в гетероструктурах с двумя каналами проводимости	558
Варавин В.С., Васильев В.В., Дворецкий С.А., Марин Д.В., Ремесник В.Г., Сабина И.В., Сидоров Ю.Г., Сидоров Г.Ю., Якушев М.В. Гетероструктуры CdHgTe большого диаметра для перспективных ИК фотоприемников.....	560
Васильева Г.Ю., Алексеев П.С., Дмитриев А.П., Качоровский В.Ю., Васильев Ю.Б. Магнитосопротивление монослойного графена с короткодействующим беспорядком.....	562
Васильева Г.Ю., Васильев Ю.Б., Новиков С.Н., Данилов С.Н., Ганичев С.Д. ТГц фотоотклик в <i>p-n</i> переходах в графене.....	564
Венедиктов М.М., Тарасова Е.А., Боженькина А.Д., Оболенский С.В. Анализ поведения неравновесных полупроводниковых структур и СВЧ транзисторов после импульсного гамма-нейтронного облучения	566
Волков В.А., Еналдиев В.В. Висмут как топологический полуметалл. Некоторые следствия.....	568
Галеева А.В., Артамкин А.И., Казаков А.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Влияние магнитного поля на кинетику терагерцовой фотопроводимости в твердых растворах Hg _{1-x} Cd _x Te с прямым и инверсным спектром	569
Голуб Л.Е., Ивченко Е.Л. Фотогальванические эффекты в полуметаллах Вейля.....	571
Голяшов В.А., Кох К.А., Терещенко О.Е. Электрофизические свойства трехмерных топологических изоляторов Bi ₂ Te ₃ и Bi _x Sb _{2-x} Te ₃ со встроенным <i>p-n</i> переходом.....	572
Горшков А.П., Волкова Н.С., Павлов Д.А., Усов Ю.В., Истомин Л.А., Левичев С.Б. Связь электронных свойств квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией, с их структурой.....	574
Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Ильченко Е.В., Савельев А.П., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н. Роль спин-орбитального взаимодействия в режиме квантового эффекта Холла в системах InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs.....	576
Дворецкий С.А., Козлов Д.А., Савченко М.Л., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Maier H., Ziegler J., Fisher R., Weiss D. Трехмерный топологический изолятор на основе напряженной квантовой ямы HgTe	578
Дегтярев В.Е., Хазанова С.В., Белов А.С., Конаков А.А. Расчет параметров Рашба и Дрессельхауза в InGaAs/GaAs квантовых ямах конечной глубины.....	580
Демидова Н.Е., Абросимов А.С., Демидов Е.С., Карзанов В.В. ЭПР и люминесценция пористого кремния	582
Демидов С.В., Гильманов М.И., Самарин А.Н., Семенов А.В., Случанко Н.Е., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б., Глушков В.В. Магнитный резонанс в сильно-коррелированном топологическом изоляторе SmB ₆	584

<i>Деребезов И.А., Гайслер В.А., Гайслер А.В., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., von Helversen M., de la Haye S., Bounouar S., Reitzenstein S.</i> Спектроскопия одиночных InAs и AlInAs квантовых точек.....	585
<i>Деточенко А.П., Ежеский А.А., Конаков А.А., Сухоруков А.В., Гусейнов Д.В., Abrosimov N.V., Riemann H.</i> Изучение донорного центра лития в кремнии методом электронного парамагнитного резонанса	587
<i>Дикарева Н.В., Звонков Б.Н., Некоркин С.М., Чигинева А.Б., Алешкин В.Я., Дубинов А.А.</i> Исследование InGaP/GaAs/InGaAs межзонных каскадных лазеров с вытекающей модой, выращенных на GaAs подложках с различным уровнем легирования	589
<i>Добрецова А.А., Квон З.Д., Брагинский Л.С., Энтин М.В., Михайлов Н.Н.</i> Проводимость и подвижность двумерных безмассовых дираковских фермионов в HgTe квантовой яме	591
<i>Добрецова А.А., Шепелянский А.Д., Квон З.Д., Герон С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Необычное поведение уровней Ландау в 20 нм HgTe квантовой яме.....	593
<i>Дорохин М.В., Кузнецов Ю.М., Ерофеева И.В., Лесников В.П., Здоровейцев А.В., Боряков А.В.</i> Влияние состава на термоэлектрические свойства тонких плёнок MnSi _x	594
<i>Дроздов Ю.Н., Хрыкин О.И., Юнин П.А.</i> Проверка гипотезы о термоупругом характере деформации слоя GaN на а-срезе сапфира.....	596
<i>Дубинов А.А.</i> Генерация разностной гармоник терагерцового диапазона частот в гетеролазерах на основе полупроводников HgCdTe	598
<i>Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Морозов С.В.</i> Снижение порога генерации с помощью легирования в лазерах среднего ИК диапазона на основе HgCdTe с квантовыми ямами HgTe	600
<i>Духновский М.П., Куликов Е.Н., Федоров Ю.Ю.</i> Тепловой барьер на границе раздела алмаз-металл, причины его возникновения и пути его снижения	602
<i>Евстихьев В.П., Позина Г., Митрофанов М.И., Левицкий Я.В., Вознюк Г.В., Татаринев Е.Е., Калитеевский В.Н., Губайдуллин А.Р., Родин С.Н., Чечурин Л.С., Калитеевский М.А.</i> Селективная эпитаксия планарных субмикронных структур	604
<i>Егоров А.Ю., Бабичев А.В., Бугров В.Е., Гладышев А.Г., Карачинский Л.Я., Колодезный Е.С., Курочкин А.С., Новиков И.И.</i> Квантово-каскадные лазеры среднего ИК-диапазона: изготовление, диагностика и приборные характеристики	606
<i>Ерофеева И.В., Дорохин М.В., Здоровейцев А.В., Кузнецов Ю.М., Попов А.А., Ланцев Е.А., Боряков А.В., Котомина В.Е.</i> Получение электроимпульсным плазменным спеканием термоэлектрических материалов на основе Si и Ge	608
<i>Ершов А.В., Грачев Д.А., Красильникова Л.В., Яблонский А.Н., Андреев Б.А.</i> Влияние размерного эффекта на оптические свойства нанокристаллов германия в широкозонных диэлектриках.....	610
<i>Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Цыпленков В.В., Сергеев С.М., Шастин В.Н., Чопорова Ю.Ю., Герасимов В.В., Князев Б.Н., Шевченко О.А., Кулипанов Г.Н., Абросимов Н.В., Павлов С.Г., Defmann N., Klorf J.M., Шуман В.Б., Лодыгин А.Н., Порцель Л.М., Астров Ю.А., Hübers H.-W.</i> Влияние одноосной деформации на релаксационные времена донорных центров в кремнии и германии.....	612
<i>Жуков А.Е., Гордеев Н.Ю., Крыжановская Н.В., Шерняков Ю.М., Паюсов А.С., Кулагина М.М., Минтаиров С.А., Калюжный Н.А., Максимов М.В., Моисеев Э.И.</i> Полупроводниковые микро- и макролазеры на основе высокочастотных резонаторов с квантоворазмерной активной областью	614
<i>Жуков Е.А., Kirstein E., Контева Н.Е., Heisterkamp F., Югова И.А., Коренев В.Л., Яковлев Д.Р., Rawlis A., Bayer M., Greilich A.</i> Подстройка частот электронной спиновой прецессии ядерной поляризацией в системе ZnSe:F	618
<i>Жукова Е.С., Горушинов Б.П., Белянчиков М.А., Гребенко А.К., Бубис А.В., Прохоров А.С., Цебро В.И., Тонких А.А., Рыбковский Д.В., Каурринен Е.И., Насибулин А.Г., Образцова Е.Д.</i> Низкоэнергетическая электродинамика пленок на основе чистых и легированных одностенных углеродных нанотрубок.....	620
<i>Жукова Е.С., Прохоров А.С., Гагкаева З.В., Алябьева Л.Н., Menon R., Горушинов Б.П.</i> Терагерцовая спектроскопия механизмов проводимости PEDOT-PSS	622

Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. Реинжиниринг диодных структур по результатам измерений их характеристик	623
Звонков Б.Н., Байдусь Н.В., Вихрова О.В., Ершов А.В., Здорвейцев А.В., Котомина В.Е., Некоркин С.М., Самарцев И.В., Чигинева А.Б. Комбинированная структура – оптический тиристор и светодиод с гетеропереходами GaAs/InGaP	625
Здорвейцев А.В., Чалков В.Ю., Денисов С.А., Ведей М.В., Кудрин А.В., Дорохин М.В., Трушин В.Н., Филатов Д.О., Шенгуров В.Г. Фотоллюминесценция сильнолегированных фосфором эпитаксиальных слоёв Ge на Si (001).....	627
Зегря Г.Г., Самосват Д.М., Осипов В.Ю., Шамес А.И., Вуль А.Я. Механизм трансформации спектра ЭПР парамагнитного центра в наночастице	629
Зубков В.И., Колядин А.В., Клепиков И.В. Адмиттансная характеристика эпитаксиальных слоёв и легированных подложек алмаза	631
Иванов С.В., Чернов М.Ю., Соловьёв В.А., Фирсов Д.Д., Комков О.С. Метаморфные наногетероструктуры InAs(Sb)/InGaAs/InAlAs для эффективных излучателей среднего ИК диапазона на подложках GaAs.....	633
Иконников А.В., Бовкун Л.С., Алешкин В.Я., Orłita M., Piot V.A., Potemski M., Криштопенко С.С., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Гавриленко В.И. Исследование магнитопоглощения в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с двойными квантовыми ямами в магнитных полях до 30 Тл.....	635
Кадыков А.М., Криштопенко С.С., Jouault B., Desrat W., Marcinkiewicz M., Ruffenach S., Consejo C., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Терре F., Кнар W. Топологический фазовый переход в КЯ HgTe/CdHgTe под действием температуры.....	637
Калентьева И.Л., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Кудрин А.В., Антонов И.Н. Влияние состава газа-носителя в процессе роста дельта-слоя Mn на электрические и магнитные свойства GaAs структур.....	639
Калитеевский М.А. Эффект Парселла в металло-диэлектрических структурах: роль поглощения света в металле.....	641
Качоровский В.Ю., Бурмистров И.С., Горный И.В., Мирлин А.Д. Наномеханика графена	643
Квон З.Д., Herrmann T., Dmitriev I.A., Козлов Д.А., Бельков В.В., Ganichev S.D. Осцилляции магнетосопротивления двумерного электронного газа, индуцированные терагерцовым излучением	645
Коблов Э.А., Ревин М.В., Смотрин Д.С., Иванов В.А., Демидов Е.В., Дроздов М.Н., Юнин П.А., Молдавская Л.Д., Шашкин В.И. Влияние параметров канального слоя на электрофизические и структурные параметры pHEMT-гетероструктур (Al-In-Ga)As, выращенных методом МОГФЭ	646
Козлов В.А., Павельев Д.Г., Вербус В.А., Оболенский С.В., Оболенская Е.С. Резонансные туннельные контакты для гетероструктур AlAs/GaAs с пролётными эффектами	648
Козлов Д.В., Румянцев В.В., Морозов С.В., Кадыков А.М., Фадеев М.А., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Терре F. Длинноволновая примесная фотоллюминесценция из объёмных Hg _{1-x} Cd _x Te плёнок и гетероструктур Hg _{1-x} Cd _x Te/HgTe с квантовыми ямами.....	650
Козлов Д.В., Румянцев В.В., Морозов С.В., Кадыков А.М., Фадеев М.А. Расчёты состояний многозарядных примесно-дефектных центров в эпитаксиальных слоях Hg _{1-x} Cd _x Te	652
Козлов Д.В., Шастин В.Н. Расчёты состояний бора в алмазе.....	654
Козулин А.С., Малышев А.И., Курбакова Н.Е. Электроны в квазиодномерных волноводах со спин-орбитальным взаимодействием и поперечной магнитной полоской.....	656
Кононов А., Костарев В.А., Семягин Б.Р., Преображенский В.В., Пулято М.А., Емельянов Е.А., Девятков Э.В. Индуцированная эффектом близости сверхпроводимость в краевом состоянии в InAs/GaSb двуслойной системе с инверсией зон	658
Королёв С.А., Резник А.Н., Суругина Е.А., Катруша А.Н., Колядин А.В., Шашкин В.И. Картирование проводимости монокристаллических алмазных подложек	660
Котова Л.В., Кац В.Н., Платонов А.В., Кочерешко В.П., Голуб Л.Е. Эффекты пространственной дисперсии в симметричных и асимметричных полупроводниковых гетероструктурах	662

<i>Кочаровская Е.Р., Гаврилов А.С., Лоскутов Е.М., Мухин Д.Н., Рябинин И.С., Селезнев А.Ф., Фейгин А.М.</i> Переход от электромагнитных мод к модам поляризации с переменной пространственно-временной структурой в гетеролазерах со сложным динамическим спектром.....	664
<i>Кочаровский Вл.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Мишин А.В., Кочаровский В.В.</i> О создании сверхизлучающих гетеролазеров на квантовых точках с оптической накачкой: практические схемы и требования к элементам.....	666
<i>Кочиев М.В., Белых В.В., Сибельдин Н.Н.</i> Спонтанная поляризация в отдельных импульсах излучения поляритонного конденсата в GaAs микрорезонаторе: измерения с высоким временным разрешением.....	668
<i>Кривенков И.А., Усанов Д.А., Нежданов А.В., Мочалов Л.А., Кудряшов М.А., Логунов А.А., Машин А.И., Боряков А.В.</i> Фотолюминесцентные свойства пленок As-S при комнатной температуре.....	670
<i>Крыжков Д.И., Кудрявцев К.Е., Морозов С.В., Штром И.В., Цырлин Г.Э., Резник Р.Р., Убыйвовк Е.В.</i> Оптические свойства ННК AlGaAs, выращенных методом МПЭ на подложке Si(111).....	672
<i>Кудасов Ю.Б., Платонов В.В., Сурдин О.М., Макаров И.В., Маслов Д.А., Бовкун Л.С., Гавриленко В.И., Иконников А.В., Козабаранов Р.В., Светлов А.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Транспортные и оптические измерения полупроводниковых гетероструктур HgTe/HgCdTe в сильных магнитных полях.....	674
<i>Кудрявцев К.Е., Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Юрасов Д.В., Горлачук П.В., Рябоштан Ю.Л., Мармалюк А.А., Новиков А.В., Красильник З.Ф.</i> Стимулированное излучение диапазона 1.2-1.3 мкм из квантовых ям в гибридных светоизлучающих структурах A3B5, выращенных на подложках Ge/Si.....	676
<i>Кузнецов В.А., Кулик Л.В., Журавлёв А.С., Кукушкин И.В.</i> Возбуждённые состояния магнито-трионов в двумерной электронной системе.....	678
<i>Кузнецов Ю.М., Дорохин М.В., Кудрин А.В., Вихрова О.В.</i> Аномальный эффект Нернста-Эттингаузена в гетероструктурах, содержащих слои дельта-марганца в матрице арсенида галлия.....	679
<i>Кукушкин В.А.</i> Теоретический предел на максимальную рабочую частоту алмазных полевых транзисторов с дельта-допированными проводящими каналами.....	681
<i>Кукушкин В.А., Байдусь Н.В., Некоркин С.М., Курицын Д.И., Здоровейцев А.В.</i> Ускорение релаксации фотолюминесценции на межзонных переходах в квантовых ямах InGaAs в GaAs за счёт возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на границе GaAs с Au.....	683
<i>Курилович В.Д., Курилович П.Д., Бурмистров И.С., Гольдштейн М.</i> Транспорт вдоль геликоидального края в присутствии магнитной примеси.....	685
<i>Курилович П.Д., Курилович В.Д., Бурмистров И.С., Гольдштейн М., Гефен Ю.</i> Статистика краевого тока в двумерном топологическом изоляторе при наличии магнитной примеси.....	687
<i>Лобаев М.А., Горбачев А.М., Богданов С.А., Дроздов М.Н., Вихарев А.Л., Радищев Д.Б., Исаев В.А., Юнин П.А.</i> Исследование процессов выращивания легированных азотом тонких слоев алмаза для создания пространственно локализованных NV центров.....	689
<i>Лобаев М.А., Горбачев А.М., Вихарев А.Л., Исаев В.А., Радищев Д.Б., Дроздов М.Н., Юнин П.А., Батлер Д.Э.</i> Исследование легированного CVD алмаза: осаждение и диагностика.....	691
<i>Малышев А.И., Фролова Е.В., Догадова Д.М.</i> Резонансы Фано проводимости двумерных структур с квантовыми точками со спин-орбитальным взаимодействием.....	693
<i>Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Малин Т.В., Тийс С.А., Федосенко Е.В., Kozhukhov A.C., Журавлев К.С., Cora I., Récz V.</i> Формирование двумерного слоя SiN на поверхности (111)Si.....	695
<i>Маремьянин К.В., Иконников А.В., Бовкун Л.С., Румянцев В.В., Чижевский Е.Г., Засавицкий И.И., Гавриленко В.И.</i> Терагерцовые инжекционные лазеры на основе твердого раствора PbSnSe с длиной волны излучения до 50 мкм и их использование для магнитоспектроскопии полупроводников.....	697
<i>Мармалюк А.А., Горлачук П.В., Рябоштан Ю.Л., Ладугин М.А., Падалица А.А., Эйстрих-Геллер В.Ю., Юрасов Д.В., Новиков А.В., Красильник З.Ф.</i> Получение квантоворазмерных гетероструктур AlGaInAs/InP на инородных подложках.....	699

Матеецкий А.В., Кибирев И.А., Зотов А.В., Саранин А.А. Топологические состояния на границах раздела гетероструктур	701
Мизеров А.М., Тимошинев С.Н., Соболев М.С., Никитина Е.В., Шубина К.Ю., Березовская Т.Н., Буравлев А.Д. Особенности начальных стадий роста GaN на подложках Si(111) при молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота.....	703
Миньков Г.М., Рут О.Э., Алешкин В.Я., Шерстобитов А.А., Михайлов Н.Н., Двуреченский С. Спин-орбитальное расщепление зоны проводимости в квантовых ямах HgTe	705
Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Икусов Д.Г., Ремесник В.Г., Швец В.А., Ужаков И.Н. Рост структур с HgTe квантовыми ямами для детекторов ИК излучения	707
Морозов М.Ю., Моисеенко И.М., Попов В.В. Усиление терагерцовых плазменных волн в двухслойном активном графене	709
Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г., Боголюбовский А.С. Модель «петли экстремумов» для спектра валентной зоны квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой в полуметаллической фазе	711
Николаев С.Н., Кривобок В.С., Давлетов Э.Т., Багаев В.С., Онищенко Е.Е., Ченцов С.И., Новиков А.В., Шалеев М.В. Поиск когерентности в плотном биэкситонном газе в SiGe	713
Николаев С.Н., Кривобок В.С., Онищенко Е.Е., Пручкина А.А., Ченцов С.И. Разрешенная по поляризации низкотемпературная микрофотолюминесценция пленок CdTe/GaAs и CdTe/Si.....	715
Никольская А.А., Королев Д.С., Михайлов А.Н., Белов А.И., Кривулин Н.О., Павлов Д.А., Тетельбаум Д.И. Формирование включений кремния гексагональной фазы при ионной имплантации в структуру SiO ₂ /Si	717
Новиков М.А., Хышов А.А., Трухан В.М. Некоторые проблемы оптики хиральных сред.....	719
Оладышкин И.В., Сергеев Ю.А., Бодров С.Б., Корытин А.И., Токман М.Д., Степанов А.Н. Графен в мощном терагерцовом поле: спонтанная оптическая эмиссия и генерация второй гармоники	721
Орлов М.Л., Волкова Н.С., Орлов Л.К. Туннельная спектроскопия электронных состояний в гетероструктуре InAs/GaAs с квантовыми точками	723
Охачкин А.И., Юнин П.А., Дроздов М.Н., Краев С.А., Скороходов Е.В., Шашкин В.И. Плазмохимическое травление арсенида галлия в индуктивно-связанной плазме хлорпентафторэтана	725
Павельев Д.Г., Козлов В.А., Оболенская Е.С., Васильев А.П. Терагерцовые приборы на основе аперриодических GaAs/AlAs сверхрешеток с малым числом периодов.....	727
Петров А.С., Свинцов Д.А., Шур М.С. Неустойчивости плазмонов в асимметричных транзисторных структурах на основе двумерных электронных систем.....	729
Планкина С.М., Боряков А.В., Вихрова О.В., Звонков Б.Н., Зубков С.Ю., Крюков Р.Н., Нежданов А.В., Пашенькин И.Ю. Определение состава твердых растворов GaInAs и GaInP из данных спектроскопии комбинационного рассеяния света.....	731
Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В. Электрически перестраиваемый усилитель терагерцового излучения на основе периодической плазмонной графеновой структуры с инжекцией носителей заряда	733
Попов В.Г., Криштон В.Г., Eaves L., Henini M., Portal J-C. Поляроны и магнитополяроны в GaAs квантовых ямах резонансно-туннельных диодов	735
Попов В.П., Антонов В.А., Вдовин В.И., Мяконьких А.В., Руденко К.В. Гетеропары кремния и сапфира с межслойным диэлектриком HfO ₂	737
Попов В.П., Ильницкий М.А., Антонов В.А., Пальянов Ю.Н., Казадей В.А. Алмазные полевые транзисторы с изолированным затвором и <i>p-n</i> переходом.....	739
Прохоров Д.С., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Постников В.В., Кудрин А.В., Иванова М.М., Сдобняков В.В., Трушин В.Н., Бузынин Ю.Н., Шенгуров В.Г. In-situ легирование фосфором слоев Ge при выращивании их методом Hot Wire CVD.....	741
Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. Применение модели Каттанео-Вернотта к решению задачи релаксации фотопроводимости в диодных структурах при воздействии ультракоротких импульсов ионизирующих излучений	743

Резник Р.Р., Котляр К.П., Сошников И.П., Кукушкин С.А., Никитина Е.В., Цырлин Г.Э. Синтез методом молекулярно-пучковой эпитаксии и свойства III-V нитевидных нанокристаллов гибридной подложке SiC/Si(111)	745
Румянцев В.В., Дубинов А.А., Кудрявцев К.Е., Кадыков А.М., Фадеев М.И., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В. Стимулированное излучение вплоть до 20 мкм на межзонных переходах в волноводных структурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe	747
Румянцев В.В., Уточкин В.В., Алешкин В.Я., Антонов А.В., Куликов Н.С., Фадеев М.А., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В. Релаксация носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях HgCdTe и структурах с квантовыми ямами на основе HgTe/HgCdTe	749
Рыков А.В., Дорохин М.В., Вергелес П.С., Ковальский В.А., Якимов Е.Б., Байдусь Н.В., Шенгуров В.Г., Денисов С.А., Чалков В.Ю. Структурное исследование излучающих структур A3B5 на Ge/Si(100) подложке.....	751
Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Падалица А.А., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Лызлова Е.В., Иванов А.В. Гетероструктуры InGaAsP/InP с заданным профилем легирования для однозарядных фотодиодов.....	753
Сабликов В.А., Ткач Ю.Я. Сингулярность плотности состояний и анизотропия транспорта в 2D электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием в параллельном магнитном поле.....	755
Самарцев И.В., Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Чигинева А.Б., Дикарева Н.В., Пашенькин И.Ю., Байдусь Н.В. Разработка и исследование фотоприемников на длину волны 1,06 мкм с метаморфными буферными слоями на подложках GaAs.....	757
Сергеев С.М., Степихова М.В., Новиков А.В., Байдакова Н.А., Красильник З.Ф. Моделирование фотонно-кристаллических резонаторов на базе кремниевых структур: роль параметров и ошибок процессирования.....	759
Сибирев Н.В., Котляр К.П., Корякин А.А., Штром И.В., Убийвовк Е.В., Сошников И.П., Резник Р.Р., Буравлев А.Д., Цырлин Г.Э. Солнечный элемент на основе нитевидных нанокристаллов с радиальным гетеропереходом	761
Сидоренко К.В. Применение метода кинетического Монте-Карло для исследования влияния джоулева разогрева на ВАХ процесса электроформинга в мемристивных структурах на основе стабилизированного диоксида циркония.....	763
Смагина Ж.В., Зиновьев В.А., Ненашев А.В., Кривякин Г.К., Рудин С.А., Яблонский А.Н., Степихова М.В., Новиков А.В., Двуреченский А.В. Структурные и излучательные свойства Ge(Si) квантовых точек, упорядоченных на поверхности Si(001).....	765
Спирин К.Е., Гапонова Д.М., Кадыков А.М., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Биполярная остаточная фотопроводимость в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с квантовыми ямами	767
Степихова М.В., Яблонский А.Н., Скороходов Е.В., Шалеев М.В., Сергеев С.М., Уткин Д.Е., Rutckaia V., Новиков А.В., Красильник З.Ф. Особенности процессов излучательной рекомбинации в низкоразмерных фотонно-кристаллических резонаторах, сформированных на базе светоизлучающих структур с Ge(Si) наноостровками	769
Султанов Д.Б., Воробьев А.Б., Булдыгин А.Ф., Торопов А.И. Индуцированное микроволнами абсолютное отрицательное сопротивление двумерного электронного газа на цилиндрической поверхности	771
Суровегина Е.А., Демидов Е.В., Дроздов М.Н., Краев С.А., Шашкин В.И., Лобаев М.А., Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Богданов С.А. Формирование и исследование омических контактов к эпитаксиальным структурам алмаза.....	773
Тихов С.В., Горшков О.Н., Антонов И.Н., Михайлов А.Н., Белов А.И., Морозов А.И., Karakolis P., Dimitrakis P. Особенности поведения МДП-мемристоров с нанослоем Si ₃ N ₄ , изготовленных на основе проводящей подложки из кремния	775
Туркевич Р.В., Протогенов А.П., Echenique Р.М., Чулков Е.В. Новые коллективные моды в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле	777
Туркевич Р.В., Хомицкий Д.В. Магнитооптическое поглощение и динамика электронных состояний в 3D-топологических изоляторах в квантующем магнитном поле	779

Уткин Д.Е., Шкляев А.А., Латышев А.В. Создание двумерных фотонных кристаллов в слоях Si на SiO ₂ для ИК микроизлучателей.....	781
Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Хабибуллин Р.А. Анализ скорости излучательных и безызлучательных переходов в ТГц квантовокаскадных лазерах на основе GaAs/AlGaAs.....	783
Фатеев Д.В., Машинский К.В., Попов В.В. Плазмонное выпрямление терагерцового излучения в периодической графеновой структуре вблизи точки Дирака.....	785
Фещенко В.С., Зяблюк К.Н., Митёнкин А.В., Алтухов А.А., Сенокосов Э.А. Изготовление геодезической линзы на алмазном волноводе термохимическим методом.....	787
Филатова Е.О., Конашук А.С., Сахоненков С.С. Физика и химия формирования межфазовой границы между диэлектриком и металлом.....	789
Фирсов Д.А., Винниченко М.Я., Софронов А.Н., Воробьев Л.Е. Захват горячих дырок на возбужденные состояния акцепторов в квантовых ямах при оптическом рассеянии.....	791
Фирсов Д.А., Махов И.С., Паневин В.Ю., Воробьев Л.Е., Васильев А.П., Малеев Н.А. Эмиссия излучения дальнего инфракрасного диапазона при фотовозбуждении лазерных структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs.....	793
Фролов Д.Д., Щепетильников А.В., Нефёдов Ю.А., Кукушкин И.В., Schmult S. Ренормализация эффективной массы электронов, полученной из периода осцилляций магнитосопротивления, индуцированных микроволновым излучением в GaAs/AlGaAs гетероструктурах.....	795
Хабибуллин Р.А., Щаврук Н.В., Пономарев Д.С., Клочков А.Н., Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Волков О.Ю., Павловский В.В., Маремьянин К.В., Гавриленко В.И. Терагерцовые квантово-каскадные лазеры с использованием резонансного испускания оптического фона для инжекции и экстракции.....	797
Хазанова С.В., Дегтярев В.Е., Байдусь Н.В., Григорьева Н.Н. Моделирование спектра фотолюминесценции глубоких InGaAs/GaAs квантовых ям с учетом деформации в эпитаксиальных слоях.....	799
Хананова А.В., Оболенский С.В. Разработка модели мощного вертикального ДМОП-транзистора с учетом воздействия гамма-излучения.....	801
Хомицкий Д.В., Лаврухина Е.А., Шерман Е.Я. Нелинейный спиновый резонанс в мелкой квантовой точке, сформированной в нанопроволоке из InSb.....	803
Цылин Г.Э. Нитевидные нанокристаллы на основе фосфидных соединений.....	805
Цыпленков В.В., Жукавин Р.Х., Шастин В.Н. Внутрицентровая релаксация мелких доноров мышьяка в деформированном германии. Инверсия населенностей при оптическом возбуждении.....	807
Черненко А.В., Бричкин А.С. Исследования локализованных и связанных экситонов в ZnSSe/ZnMnSe квантовых ямах в параллельном магнитном поле.....	809
Чигинева А.Б., Звонков Б.Н., Некоркин С.М., Вихрова О.В., Самарцев И.В., Дикарева Н.В., Демидов Е.В. Тиристор с оптической передачей эмиттерного тока на основе GaAs.....	811
Чикалова-Лузина О.П., Самосват Д.М., Вяткин В.М., Зегря Г.Г. Резонансный кулоновский и обменный перенос энергии между полупроводниковыми квантовыми точками.....	813
Шалеев М.В., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Морозова Е.Е., Скороходов Е.Е., Вербус В.А., Ota Y., Kurokawa Y., Usami N. Создание «черного кремния» для солнечных элементов на основе структур с Ge(Si) самоформирующимися островками.....	815
Шалыгин В.А., Молдавская М.Д., Паневин В.Ю., Мелентьев Г.А., Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Климко Г.В., Усикова А.А., Комиссарова Т.А., Седова И.В., Иванов С.В. Поверхностные плазмон-фонон-поляритоны в структурах на основе GaAs.....	817
Шамирзаев Т.С., Rautert J., Некрасов С.В., Яковлев Д.Р., Bayer M. Оптическая ориентация экситонов в структурах с непрямозонными квантовыми точками (In,Al)As/AlAs.....	819
Шастин В.Н., Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Цыпленков В.В., Абросимов Н.В., Stavrias N., Saeedi K., Павлов С.Г., Hübers H.-W. Влияние одноосной деформации кристалла на релаксацию возбужденных состояний доноров Bi в кремнии.....	821
Шевцов О.О., Костарев В.А., Кононов А.А., Голяшов В.А., Кох К.А., Терещенко О.Е., Дева-тов Э.В. Одиночный сверхпроводящий контакт к 3D топологическому изолятору Bi ₂ Te ₃ : осцилляции проводимости и аномалия при нулевом напряжении.....	832

Шенина М.Е., Филатов Д.О., Антонов И.Н., Роженцов И.А. Исследование эффекта резистивных переключений в МДП-структурах на основе стабилизированного диоксида циркония со встроенными массивами наночастиц золота.....	825
Штрот И.В., Крыжков Д.И., Кудрявцев К.Е., Морозов С.В., Резник Р.Р., Цырлин Г.Э. Структурные, оптические свойства AlGaAs нитевидных нанокристаллов с различным содержанием Al.....	827
Юнин П.А., Дроздов Ю.Н., Катруша А.Н., Колядин А.В., Королев С.А., Радицев Д.Б., Суровегина Е.А., Шашкин В.И. Исследование структурных и морфологических свойств НРНТ алмазных подложек	829
Юнин П.А., Дроздов Ю.Н., Хрыкин О.И., Григорьев В.А. Исследование структурных свойств слоев GaN, выращенных методом МОГФЭ на <i>a</i> -срезе сапфира.....	831
Юрасов Д.В., Андреев Б.А., Антонов А.В., Байдакова Н.А., Бушуйкин П.А., Дроздов М.Н., Новиков А.В., Юнин П.А. Влияние донорной примеси на оптические и структурные свойства слоев Ge, выращенных на Si(001) подложках.....	833
Юрасов Д.В., Дроздов М.Н., Новиков А.В., Шмагин В.Б. Исследование сегрегации донорных и акцепторных примесей при эпитаксиальном росте кремния и германия на высокоиндексных подложках	835
Яблонский А.Н., Вдовичев С.Н., Вербус В.А., Володин В.А., Гусев Н.С., Кудрявцев К.Е., Машин А.И., Морозова Е.Е., Нежданов А.В., Новиков А.В., Скороходов Е.В., Юрасов Д.В. Формирование и исследование локально растянутых Ge микроструктур для кремниевой фотоники.....	837
Яблонский А.Н., Котляр К.П., Кудрявцев К.Е., Морозов С.В., Резник Р.Р., Штрот И.В., Цырлин Г.Э. Излучательные свойства нитевидных нанокристаллов InAsP/InP, выращенных на подложках Si(111), в ближнем ИК диапазоне.....	839
Яковлев Д.Р. Спиновая физика в коллоидных полупроводниковых наноструктурах	841
Якунин М.В., Криштопенко С.С., Подгорных С.М., Попов М.Р., Неверов В.Н., Терре Ф., Jouault V., Desrat W., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. Эволюция аномальной структуры квантового эффекта Холла в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe в перпендикулярном электрическом поле	843

Список участников

Cuzminschi Marina

Faculty of Physics, University of Bucharest
+40 (768) 791079
marina.cuzminschi@gmail.com
Str. Atomistilor, nr. 405, Magurele, 077125, Jud. Ilfov,
Romania

Cywinski Grzegorz

Institute of High Pressure Physics of the Polish
Academy of Sciences
+48 (22) 6324218
gc@unipress.waw.pl
ul. Sokołowska 29/37 01-142 Warszawa

Il'ichev Evgeni

Leibniz Institute of Photonic Technology
+49 (111) 1111111
evgeni.ilichev@leibniz-ipht.de
P.O. Box 100239, D-07702 Jena

Khasanov Rustem Inkhfovich

Paul Scherrer Institute
+41 (56) 3105438
rustem.khasanov@psi.ch
Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen PSI,
Switzerland

Kirilyuk Andrei Ivanovitch

Университет Радбауда, Radboud University
+31 (24) 3653183
a.kirilyuk@science.ru.nl
Heyendaalseweg 135, 6525 AJ

Meltchakov Evgueni

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique
Graduate School
+33 (164) 533162
evgueni.meltchakov@institutoptique.fr
2 av Fresnel, 91127 Palaiseau France

Myronov Maksym

The University of Warwick
+44 (24) 76574383
M.Myronov@warwick.ac.uk
Gibbet Hill Road, Coventry, CV4 7AL

Orlita Milan

National Laboratory of High Magnetic Fields
+33 (4) 76887014
milan.orlda@lncmi.cnrs.fr
25, rue des Martyrs B.P. 166 38042 Grenoble Cedex
9 France

Sertsu Mewael

Helmholtz Zentrum Berlin
+49 (30) 806212986
mewael.sertsu@helmholtz-berlin.de
Albert-Einstein str.15, Berlin, 12489, Germany

Sokolov Andrey

Helmholtz Zentrum Berlin
+49 (30) 806212986
andrey.sokolov@mail.com
Albert-Einstein str.15, Berlin, 12489, Germany

Taiichi Otsuji

Tohoku University
+81 (22) 7957776
otsuji@riec.tohoku.ac.jp
2 Chome-1-1 Katahira, Aoba Ward, Sendai, Miyagi
Prefecture 980-8577

Tretiakov Oleg Alexandrovich

Университет Тоноку (Северо-Восточный
Университет)
+81 (90) 29889655
olegt@imr.tohoku.ac.jp
Катахира, Сендай

Yulin Sergiy

Fraunhofer Institut Angewandte Optik und
Feinmechanik
+49 (3641) 807241
Sergiy.Yulin@iof.fraunhofer.de
Albert Einstein Strasse 7

Zubarev Alexei Marc

National Institute for Laser, Plasma and Radiation
Physics
+40 (78) 4336690
alxzubarev@gmail.com
Atomistilor 409, Magurele, Bucuresti, 077125,
Romania

Абрамкин Демид Суад

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук
+7 (383) 3306945
dalamber.07@mail.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Азарова Екатерина Сергеевна

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
+7 (902) 7892561
azarova.ekaterin@yandex.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Акопян Ника

Technical university of Denmark
+45 (45) 252525

nikaak@fotonik.dtu.dk
Anker Engelunds Vej 1 Building 101A 2800 Kgs.
Lyngby

Аладышкин Алексей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385185
aladyshkin@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179482
aleshkin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Алтухов Андрей Александрович

Общество с Ограниченной Ответственностью
ПТЦ «УралАлмазИнвест»
+7 (499) 1461918
uai-co@yandex.ru
ул.Ивана Франко, 4, Москва, 121355, Россия

Андреев Борис Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (910) 7942216
boris@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Анисимов Андрей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (952) 2190100
Aan0100@gmail.com
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Анкудинов Александр Витальевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2972245
alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Аплеснин Сергей Степанович

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Сибирский государственный
аэрокосмический университет имени академика
М. Ф. Решетнева»
+7 (391) 2919028
apl@iph.krasn.ru
пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 31,
Красноярск, 660014, Россия

Арутюнов Константин Юрьевич

Московский институт электроники и математики
Национального исследовательского
университета Высшая школа экономики
+7 (495) 7729590+15240
karutyunov@hse.ru
ул. Таллинская, 34, Москва, 123458, Россия

Атанасова Павлина Христова

Пловдивский университет
«Паисий Хилендарски»
+0359 (887) 934430
poli@jinr.ru
ул. Цар Асен 24, Пловдив, 4000, Болгария

Афоненко Александр Анатольевич

Белорусский государственный университет
+375 (17) 2781313
afonenko@bsu.by
пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика
Беларусь

Ахсахалян Арам Давидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385313
akh@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Баева Эльмира Миталиповна

Национальный исследовательский университет
«Высшая школа экономики»
+7 (977) 7478001
baeva.elm@gmail.com
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34

Байдусь Николай Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного
автономного образовательного учреждения
высшего образования «Национальный
исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»

+7 (831) 4623190
bnv@nifti.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Батов Игорь Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
твердого тела Российской академии наук
+7 (49652) 28399
batov@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка,
Московская обл., 142432, Россия

Бахтизин Рауф Загидович

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Башкирский государственный
университет»
+7 (347) 2299647
raouf@bsunet.ru
ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия

Бекин Николай Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179479
nbekin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Беллюстина Валентина Григорьевна

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179494+207
bell@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Белотелов Владимир Игоревич

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский государственный
университет имени М.В. Ломоносова»
+7 (926) 7337189
belotelov@physics.msu.ru
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Бельков Василий Валентинович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927989

bel@epi.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Беспалов Антон Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт
прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4397759
bespalovaa@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бизяев Дмитрий Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Казанский физико-технический
институт им. Е.К. Завойского Казанского научного
центра Российской Академии наук
+7 (843) 2319107
dbiziaev@inbox.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань,
Республика Татарстан, 420029,
Россия

Билык Владимир Романович

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский технологический
университет»
+7 (499) 2156565(3026)
vrbilyk@mail.ru
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Бобков Александр Михайлович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого
тела Российской академии наук
+7 (905) 7370021
bobkov@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка,
Московская обл., 142432, Россия

Бобкова Ирина Вячеславовна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого
тела Российской академии наук
+7 (903) 1151926
bobkova@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка,
Московская обл., 142432, Россия

Большинов Виталий Валериевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого
тела Российской академии наук
+7 (49652) 28198
bolg@mail.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка,
Московская обл., 142432, Россия

Бразкин Вадим Вениаминович

Институт физики высоких давлений
им. Л.Ф. Верещагина РАН
+7 (495) 8510011
brazhkin@hppi.troitsk.ru
г. Троицк, Москва, Калужское шоссе, стр. 14

Бурмистров Игорь Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт теоретической
физики им. Л.Д. Ландау Российской
Академии наук
+7 (495) 7029317
burmi@itp.ac.ru
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка,
Московская обл., 142432, Россия

Бушуев Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский государственный
университет имени М.В. Ломоносова»
+7 (495) 3967380
vabushuev@yandex.ru
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Быков Виктор Александрович

NT-MDT SI
+7 (2147483) 79852113544
vbykov@ntmdt-si.com
Москва, Зеленоград, проезд №4922, дом 4,
строение 3

Вадимов Василий Львович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (908) 2359945
vvadimov93@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Валеев Ришат Галеевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
Уральского отделения Российской
Академии наук
+7 (3412) 430163
rishatvaleev@mail.ru
ул. Кирова, 132, Ижевск, 426000, Россия

Вальков Валерий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
им. Л.В. Киренского Сибирского отделения
Российской академии наук
+7 (391) +79131834684
vvv@iph.krasn.ru
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036,
Россия

Васильев Юрий Борисович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2948290
yu.vasilyev@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Васинович Евгений Валерьевич

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Уральский федеральный
университет имени первого Президента России
Б.Н. Ельцина».
+7 (343) 2694431
e.vasinovich@gmail.com
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

Ведь Михаил Владиславович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
+7 (910) 1066998
mikhail28ved@gmail.com
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Винников Лев Яковлевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого
тела Российской академии наук
+7 (496) 5228295
vinnik@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка,
Московская обл., 142432, Россия

Виноградов Александр Владимирович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт им. П. Н.
Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326522
vinograd@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Вихарев Анатолий Леонтьевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт прикладной физики
Российской академии наук
+7 (831) 4164960
val@appl.sci-nnov.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Вихрова Ольга Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного

автономного образовательного учреждения
высшего образования «Национальный
исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623120
vikhrova@nifti.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Вишняков Евгений Александрович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт им. П. Н.
Лебедева Российской академии наук
+7 (903) 2886415
juk301@mail.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Водолазов Денис Юрьевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (8312) 4179485
vodolazov@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Волков Владимир Александрович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт радиотехники и
электроники им. В. А. Котельникова Российской
академии наук
+7 (495) 6293394
volkov.v.a@gmail.com
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Володин Александр Петрович
KU Leuven
+32 (16) 327681
Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be
Oude Markt 13, Leuven, Bus 5005 3000, Belgium

Вопилкин Евгений Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
8 (904) 3916639
vopilkin@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Вуль Александр Яковлевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927107
alexandervul@mail.ioffe.ru

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Высоцкий Сергей Львович
Саратовский филиал федерального
государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В. А.
Котельникова Российской академии наук
+7 (8452) 266774д.185
vysotsl@gmail.com
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Гавриленко Владимир Изяславович
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179462
gavr@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Галеева Александра Викторовна
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский государственный
университет имени М. В. Ломоносова»
+7 (495) 9391151
galeeva@physics.msu.ru
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Галин Михаил Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179484
galin@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гапонов Сергей Викторович
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179465
svg@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гапонова Дария Михайловна
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179482
dmg@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гарахин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
7 (831) 89036574182
GarakhinS@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Гильманов Марат Ирикович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Московский
физико-технический институт (государственный
университет)»
+7 (926) 0798746
wlesavo@gmail.com
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303,
Россия

Гимазов Ильнур Илхамович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Казанский физико-технический
институт им. Е. К. Завойского Казанского
научного центра Российской Академии наук
+7 (937) 5821074
ubvfp94@mail.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика
Татарстан, 420029, Россия

Гиппиус Николай Алексеевич

Сколковский институт науки и технологий
+7 (495) 2801481
n.gippius@skoltech.ru
Территория Инновационного Центра «Сколково»,
улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия

Гладких Екатерина Владимировна

Федеральное государственное бюджетное
научное учреждение «Технологический институт
сверхтвердых и новых углеродных материалов»
+7 (499) 4006225
ekat.gladkih@yandex.ru
ул. Центральная, 7а, Троицк, Московская
область, 142190, Россия

Глушков Владимир Витальевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт общей физики им. А.
М. Прохорова Российской академии наук
+7 (499) 5038253
glushkov@lt.gpi.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Голуб Леонид Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук

+7 (812) 2927155

golub@coherent.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Гольцман Григорий Наумович

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский педагогический
государственный университет»
+7 (499) 2461202
goltsman10@mail.ru
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991,
Россия

Голяшов Владимир Андреевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук
+7 (913) 2002603
vladimirgolyashov@gmail.com
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Горай Леонид Иванович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение высшего образования и науки
«Санкт-Петербургский национальный
исследовательский Академический университет
Российской академии наук»
+7 (812) 9097133
lig@pcgrate.com
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Горбачев Алексей Михайлович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт прикладной физики
Российской академии наук
+7 (831) 4164960
gorb@appl.sci-nnov.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Горев Роман Валерьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179488
gorevrv@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Горнаков Владимир Степанович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого
тела Российской академии наук
+7 (95) 11111111

gornakov@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Горшков Алексей Павлович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4658709
gorshkovar@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гринберг Яков Семенович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
+7 (913) 9357613
yakovgreenberg@yahoo.com
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

Грузнев Дмитрий Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
+7 (4232) 310696
guznev@iacp.dvo.ru
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Губанов Владислав Андреевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»
+7 (960) 3562742
vladmeen@gmail.com
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия

Гудина Светлана Викторовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
+7 (343) 3783788
svropova@impr.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

Гусев Никита Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179488
gusevns@bk.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гусев Николай Александрович
Российский квантовый центр
+7 (916) 6560455
pagusew@gmail.com
ул. Новая, 100, БЦ «Урал», дер. Сколково, Московская обл., Россия

Гусев Сергей Александрович
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 417-94-65
gusev@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гущина Екатерина Владимировна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927317
katgushch@yandex.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Данилов Юрий Александрович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623120
danilov@nifti.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дворецкий Сергей Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3304967
dvor@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Девизорова Жанна Алексеевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
+7 (915) 4335680
DevizorovaZhanna@gmail.com
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Девятков Эдуард Валентинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук

+7 (916) 0419538
dev@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка,
Московская обл., 142432, Россия

Демидов Евгений Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623308
demidov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демин Глеб Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
+7 (903) 1422589
gddemin@gmail.com
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия

Дёмина Полина Борисовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (906) 3678791
demina@phys.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Денисенко Марина Валерьевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (910) 8926041
mar.denisenko@gmail.com
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Деребезов Илья Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3306945
derebezov@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Деточенко Александра Петровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623302
DetochenkoSasha@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дикарева Наталья Васильевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623190
dnat@ro.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Добрецова Алёна Александровна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (953) 8647931
DobretsovaAA@gmail.com
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Долуденко Илья Михайлович

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
+7 (499) 1350510
doludenko.i@yandex.ru
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34

Дорохин Михаил Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623120
dorokhin@nifti.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дохликowa Надежда Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н. Н. Семенова Российской академии наук
+7 (495) 9397386
dohlikovanv@gmail.com
ул.Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия

Дровосекоев Алексей Борисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
+7 (499) 1376820
drovosekov@kapitza.ras.ru
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Дроздов Юрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179491
drozdyu@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дубиноев Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179482
sanua@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дунаевский Михаил Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927317
Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Духновский Михаил Петрович

Акционерное Общество «Научно-производственное предприятие „Исток—имени А.И. Шокина»
+7 (495) 4658848
jeka1forever@gmail.com
ул. Вокзальная, 2а, г. Фрязино, Московская область, 141190, Россия

Егоров Антон Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»
+7 (812) 3275055
anton.egorov@connector-optics.com
пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

Егоров Владимир Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микрозлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (985) 1142724
egorov@iptm.ru
ул. Институтская 6, Чернооголовка, Московская обл., 142432, Россия

Егоров Андрей Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 2290842
andrey-ae@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ельцов Константин Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
+7 (499) 5038769
eltsov@kapella.gpi.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Ерин Юрий Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (930) 7136829
yerin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ермолаева Ольга Леонидовна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385555
Ermolaeva@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ерофеева Ирина Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (905) 1937343
irfeya@mail.ru

пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Ерхова Наталия Феликсовна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт им. П. Н.
Лебедева Российской академии наук
+7 (985) 6116508
ms.erhova@mail.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Ершов Алексей Валентинович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623306
ershov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Жакетов Владимир Дмитриевич

Объединённый институт ядерных исследований
+7 (49621) 62875
zhaketov@nf.jinr.ru
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область,
141980, Россия

Жукавин Роман Хусейнович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179479
zhur@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Жуков Алексей Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение высшего образования и науки
«Санкт-Петербургский национальный
исследовательский Академический университет
Российской академии наук»
+7 (812) 5345850
zhukale@gmail.com
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Жуков Андрей Андреевич

Федеральное государственное унитарное
предприятие Всероссийский научно-
исследовательский институт автоматики им. Н. Л.
Духова
+7 (916) 2037715
zugazoid@gmail.com
ул. Суццевская, 22, Москва, 127055, Россия

Жукова Елена Сергеевна

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Московский
физико-технический институт (государственный
университет)»
+7 (909) 1630473
zhukovaelena@inbox.ru
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303,
Россия

Журавлев Михаил Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
государственный университет»
+7 (911) 7032266
myezhur@gmail.com
Университетская набережная, 7/9, Санкт-
Петербург, 199034, Россия

Забавичев Илья Юрьевич

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623265
zabavichev.rf@gmail.com
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Загорский Дмитрий Львович

Федеральное государственное учреждение
«Федеральный научно-исследовательский центр
«Кристаллография и фотоника» Российской
академии наук»
+7 (499) 4991350510
dzagorskiy@gmail.com
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия

Звездин Анатолий Константинович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт общей физики им. А.
М. Прохорова Российской академии наук
+7 (499) 1350247
zvezdin@gmail.com
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Здоровейцев Антон Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного
автономного образовательного учреждения
высшего образования «Национальный
исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И.
Лобачевского»
+7 (910) 8986824
zdroveiv@gmail.com

пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Зиганшина Суфия Асхатовна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Казанский физико-технический
институт им. Е. К. Завойского Казанского
научного центра Российской Академии наук
+7 (843) 2319107
sufia@mail.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика
Татарстан, 420029, Россия

Злотников Антон Олегович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики им. Л. В.
Киренского Сибирского отделения Российской
академии наук
+7 (983) 1599044
zlotn@iph.krasn.ru
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036,
Россия

Золотов Филипп Игоревич

Московский институт электроники и математики
Национального исследовательского
университета Высшая школа экономики
+7 (985) 1161444
zolotov@scontel.ru
ул. Таллинская, 34, Москва, 123458, Россия

Зорина Мария Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179476
mzor@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зотов Андрей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт автоматики и
процессов управления Дальневосточного
отделения Российской академии наук
+7 (4232) 310412
zotov@iacp.dvo.ru
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041,
Россия

Зубков Василий Иванович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова
(Ленина)»
+7 (812) 2343116
vzubkovspb@mail.ru

ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург,
197376, Россия

Зубков Сергей Юрьевич

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (920) 0281804
zubkov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Зуев Сергей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385313
zuev@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Иванов Борис Игоревич

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Новосибирский государственный
технический университет»
+7 (383) 3460635
boris_ivanov@ngs.ru
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

Иванов Сергей Викторович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927124
ivan@beam.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Иванова Ольга Вениаминовна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927124
olya_ivanova@rambler.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Иконников Антон Владимирович

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский государственный
университет имени М. В. Ломоносова»
+7 (495) 9391151
antikon@physics.msu.ru
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Ильина Марина Владимировна

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета
+7 (8634) 371611
marina-rubashkina@yandex.ru
ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия

Ичкидидзе Леван Павлович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
+7 (499) 7208763
leo852@inbox.ru
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия

Каверин Борис Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г. А. Разуваева Российской академии наук
+7 (831) +79519033441
kaverin@iomc.ras.ru
ул. Тропинина, 49, ГСП-445, Нижний Новгород, 603950, Россия

Каган Мирон Соломонович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
+7 (495) 6293361
kagan@cplire.ru
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Кадыков Александр Михайлович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (920) 0293114
alexander.kadykov@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Казakov Дмитрий Станиславович

Открытое акционерное общество «Композит»
+7 (916) 9303429
kazakov1548@yandex.ru
ул. Пионерская, 4, Королев, 141070, Россия

Калентьева Ирина Леонидовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский

государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4656365
lstery@rambler.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Калитеевский Михаил Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук»
+7 (812) 4486982
m.kaliteevski@mail.ru
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Камелин Дмитрий Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179494
kent@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Карапетров Горан

Дрексельский университет
+1 (215) 5714090
goran@drexel.edu
3141 Chestnut Street, 12-816, Philadelphia, PA 19104, USA

Караштин Евгений Анатольевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179488
eugenk@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Качоровский Валентин Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2976132
kachor.valentin@gmail.com
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Квашенников Дмитрий Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

+7 (908) 2364525
pltcm9@outlook.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Квон Зе дон

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3306733
kvon@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Кинев Николай Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
+7 (495) 6293418
nickolay@hitech.cplire.ru
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Кириченко Алексей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (917) 9175490066
a.s.kiri4enko@gmail.com
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кирсанкин Андрей Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н. Н. Семенова Российской академии наук
+7 (906) 7570661
kirsankin@mail.ru
ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия

Клепикова Анна Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
+7 (343) 3783788
klepikova@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

Клушин Александр Моисеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179483
a_klushin@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Коблов Эдуард Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (910) 1425407
edwardkoblov@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Коваленко Станислав Леонидович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
+7 (916) 8854972
stanislav.l.kovalenko@gmail.com
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Кожухов Антон Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3321502
antonkozuhkhov@yandex.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Козлов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4384045
dvkoz@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Козлов Владимир Анатольевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179482
kozlov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Козулин Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (833) 9159375269
sashakozulin@yandex.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Колесников Алексей Олегович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (964) 7996300
alexey6180@gmail.com
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Комаров Никита Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
+7 (985) 9731349
nikita.voramok@gmail.com
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Конаков Антон Алексеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (910) 3910467
konakov_anton@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Конев Виталий Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»
+7 (343) 3754444
KonefVitbka@Yandex.ru
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

Коненкова Елена Васильевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927344
lena@triat.ioffe.rssi.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Кононов Артем Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (49652) 22946
kononov@issp.ac.ru
ул. ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Конфедератова Ксения Александровна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики

полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3304475
kseniya.konfederatova@gmail.com
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Копасов Александр Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179464,
kopasov@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Коптева Наталия Евгеньевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (911) 8125491
natalkop@yandex.ru
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 190034, Россия

Королев Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
8 (831) 4179492
PESH@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Коряжкина Мария Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623718
mahavenok@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Котова Любовь Викторовна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»
+7 (921) 5653201
kotlubov@gmail.com
пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

Кочаровская Екатерина Рудольфовна
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт прикладной физики
Российской академии наук
+7 (831) 4160669
catrings@gmail.com
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Кочаровский Владимир Владиленович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт прикладной физики
Российской академии наук
+7 (831) 4164894
kochar@appl.sci-nnov.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Кочерешко Владимир Петрович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (921) 3896105
Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Кочиев Михаил Валериевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт
им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326345
kochievmv@mail.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Крайнов Павел Витальевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт спектроскопии
Российской академии наук
+7 (495) 1111111
p.vi.krainov@rnd-isan.ru
ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл.,
142190, Россия

Красильник Захарий Фишелевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179473
zfk@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Красников Геннадий Яковлевич
НИИМЭ
+7 (495) 2297299
gkrasnikov@niime.ru

Москва, Зеленоград, 1-ый Западный проезд, д.
12/1

Краснов Владимир Михайлович
Физический Департамент
+46 (8) 55378606
vladimir.krasnov@fysik.su.se
Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691
Stockholm, Sweden

Кривенков Иван Александрович
Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (904) 3978091
krivenkov08@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Криштоп Владимир Григорьевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт проблем технологии
микроэлектроники и особых материалов
Российской академии наук
+7 (49652) 44016
vgkvgk@mail.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская
обл., 142432, Россия

Криштопенко Сергей Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (960) 1601834
ds_a-teens@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Крыжков Денис Игоревич
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385037
krizh@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Крюков Руслан Николаевич
Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 89308154612
kriukov.ruslan@yandex.ru

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Кудасов Юрий Бориславович

Федеральное государственное унитарное
предприятие Российский федеральный ядерный
центр Всероссийский научно-исследовательский
институт экспериментальной физики
+7 (83130) 27239
yu_kudasov@yahoo.com
пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия

Кудрин Алексей Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного
автономного образовательного учреждения
высшего образования «Национальный
исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 9307153154
alex2983@yandex.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Кудрявцев Константин Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385037
konstantin@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кузин Сергей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт
им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326949
kuzin@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Кузнецов Юрий Михайлович

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного
автономного образовательного учреждения
высшего образования «Национальный
исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
+7 (910) 8704144
yurakz94@list.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Кузнецов Владимир Иванович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт проблем технологии

микроэлектроники и особочистых материалов
Российской академии наук
+7 (49652) 44022
kvi@iptm.ru

ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская
обл., 142432, Россия

Кузнецов Владимир Альбертович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого
тела Российской академии наук
+7 (49652) 24041
volod_kuzn@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская
обл., 142432, Россия

Кузнецова Татьяна Анатольевна

Государственное научное учреждение «Институт
тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова
Национальной академии наук Беларуси»
+375 (17) 2841060
kuzn06@mail.ru
ул. П. Бровки, 15, Минск, 220072, Республика
Беларусь

Кузьмин Леонид Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Нижегородский государственный
технический университет им. Р. Е. Алексеева»
+7 (905) 5411291
kuzmin@chalmers.se
ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород,
603950, Россия

Кукушкин Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт прикладной физики
Российской академии наук
+7 (831) 4160692
vakuk@appl.sci-nnov.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Кунцевич Александр Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт им. П. Н.
Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326048
kuntsevich.alexander@gmail.com
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Курилович Владислав Даниилович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Московский
физико-технический институт (государственный
университет)»
+7 (916) 2326071

vladislav.kurilovich@gmail.com
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303,
Россия

Курилович Павел Данилович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Московский
физико-технический институт (государственный
университет)»
+7 (916) 2326075
kurilovichpd@gmail.com
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303,
Россия

Курин Владислав Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179452
kurin@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Лискин Дмитрий Александрович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
+7 (953) 5635140
dmitry_liskin@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Лобаев Михаил Александрович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт прикладной физики
Российской академии наук
+7 (831) 4164960
lobaev@appl.sci-nnov.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Лобанов Дмитрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179465
dima@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Логинов Борис Альбертович

Завод Протон
+7 (495) 7208531
b-loginov@mail.ru
Зеленоград, пл. Шокина, д.1, стр.6

Логунов Михаил Владимирович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт радиотехники и
электроники им. В. А. Котельникова Российской
академии наук
+7 (495) 6293465
logunovmv@bk.ru
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Лопатин Алексей Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385313
lopatin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Лучин Валерий Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179476+123
luchin@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ляпилин Игорь Иванович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики металлов
имени М.Н. Михеева Уральского отделения
Российской академии наук
+7 (343) 9122404056
Lyapilin@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,
Россия

Мазов Лев Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 2580388
mazov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Малофеев Роман Станиславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4606018
malofeev@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Малышев Илья Вячеславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179476+127
ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Малышева Евгения Игоревна

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 656265
malysheva@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Мамин Ринат Файзрахманович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Казанский физико-технический
институт им. Е. К. Завойского Казанского
научного центра Российской Академии наук
+7 (843) 2319123
mamin@kfti.knc.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика
Татарстан, 420029, Россия

Мансуров Владимир Геннадьевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук
+7 (383) 3306945
mansurov@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Маремьянин Кирилл Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179482
kirillm@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мармалюк Александр Анатольевич

Открытое акционерное общество «Научно-
исследовательский институт «Полюс»
им. М. Ф. Стельмаха»
+7 (495) 3339245
almarm@mail.ru
РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3

Марычев Павел Михайлович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного

учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (915) 9460942
observermp@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Матецкий Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт автоматки и
процессов управления Дальневосточного
отделения Российской академии наук
+7 (902) 4865035
mateckij@iacp.dvo.ru
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041,
Россия

Мельников Александр Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (910) 3929860
melnikov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Метлов Константин Леонидович

ДонФТИ им. А. А. Галкина
+380 (95) 5264221
metlov@donfti.ru
Донецк

Мизеров Андрей Михайлович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение высшего образования и науки
«Санкт-Петербургский национальный
исследовательский Академический университет
Российской академии наук»
+7 (921) 3127622
andreymizerov@rambler.ru
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Мильков Александр Валерьевич

Открытое акционерное общество «Композит»
+7 (495) 5132442
alexmilkov89@yandex.ru
ул. Пионерская, 4, Королев, 141070, Россия

Миляев Михаил Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики металлов
имени М.Н. Михеева Уральского отделения
Российской академии наук
+7 (343) 3783881
milyaev@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,
Россия

Миньков Григорий Максович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
+7 (343) 2617436
grigori.minkov@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

Мионов Сергей Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (951) 9142322
sermironov@rambler.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мионов Виктор Леонидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (903) 0601267
mironov@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Митрофанов Александр Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326946
mitrofa@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Михайленко Михаил Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (999) 0727677
mishamars202@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Михайлов Геннадий Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (49652) 44181
mikhailo@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Михайлов Николай Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3304967
mikhailov@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Михайловский Ростислав Викторович

Университет Радбауда, Radboud University
+7 (910) 3814924
R.Mikhaylovskiy@science.ru.nl
Heyendaalseweg 135, 6525 AJ

Михеенков Андрей Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина Российской академии наук
+7 (906) 0335332
mikheen@bk.ru
Калужское шоссе, стр. 14, Троицк, 142190, Россия

Морозов Александр Игоревич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»
+7 (916) 6456826
mor-alexandr@yandex.ru
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

Морозов Михаил Юрьевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
+7 (8452) 511179
mikkym@mail.ru
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Морозов Сергей Вячеславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (905) 6625685
more@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мотова Елена Сергеевна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный

исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук
+7 (831) 4179465
es@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мошкова Мария Александровна

Закрытое акционерное общество
«Сверхпроводниковые нанотехнологии»
+7 (963) 6241672
mariakles@yandex.ru
ул. Россолимо, 5/22, стр.1, Москва, 119021,
Россия

Мурзина Татьяна Владимировна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»
+7 (495) 9393669
murzina@mail.ru
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Муценик Евгения Александровна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
+7 (952) 9122423
mutsenik.e@gmail.com
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

Найденов Павел Николаевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технологический университет»
+7 (926) 2665337
pavel.snk@gmail.com
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Неверов Владимир Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
+7 (343) 3783706
neverov@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,
Россия

Некипелов Сергей Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина».
+7 (8212) 390377
NekipelovSV@mail.ru
Октябрьский пр. 55, Сыктывкар, 167001, Россия

Нечай Андрей Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179480
nечай@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Никитов Сергей Аполлонович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
+7 (495) 6293387
nikitov@cplire.ru
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Николичев Дмитрий Евгеньевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (905) 6690628
nikolitchev@gmail.com
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Никулин Юрий Васильевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
+7 (8452) 266774
yunikulin@gmail.com
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Новиков Алексей Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) +79103848937
nsv3333@yandex.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Новиков Алексей Витальевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179480
anov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Новодворский Олег Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем лазерных и информационных технологий Российской академии наук
+7 (849645) 25912+152
onov@mail.ru
ул. Святоозерская, 1, Шатура, 140700, Россия

Нургазизов Нияз Ильгизович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук
+7 (843) 2319107
niazn@mail.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Оболенская Елизавета Сергеевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (920) 0290811
bess009@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Оболенский Сергей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 9524721946
obolensk7@gmail.com
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Овсянников Геннадий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
+7 (495) 6297431
gena@hitech.cplire.ru
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Овсянникова Нина А

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
+7 (111) 1111111
Andut1968@superrito.com
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Овчаренко Сергей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технологический университет»
+7 (495) 9168617300
Serg30101993@gmail.com
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Огнев Алексей Вячеславович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Дальневосточный федеральный университет»
+7 (924) 9242302008
ognevav@gmail.com
ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

Оладышкин Иван Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
+7 (831) 4164754
oladyshkin@gmail.com
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ольшанецкий Евгений Борисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
7 (383) 3306733
eolsh@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Орлов Михаил Львович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4601931
orlovmt@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Охупкин Андрей Игоревич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179450
andy-ohapkin@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Павлов Виктор Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927963
pavlov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Павлова Анастасия Юрьевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
+7 (912) 6335017
anastasia.pavlova.1988@gmail.com
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

Павлова Татьяна Витальевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
+7 (916) 9109810
tania.v.pavlova@gmail.com
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Панкратов Андрей Леонидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (905) 1913223
alp@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Парафин Алексей Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179493
parafin@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Парьев Дмитрий Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (910) 1420450
pariev@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Перекалов Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного

учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (915) 9311007
alexander.152rus@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Перов Анатолий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (920) 2992054
19perov73@gmail.com
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пестов Евгений Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179485
pestov@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пестов Алексей Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179476
aepestov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Петров Александр Борисович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет»
+7 (347) 2299647
abpetrov@ufacom.ru
ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия

Петров Станислав Игоревич

Закрытое акционерное общество «Научное и технологическое оборудование»
+7 (812) 3135451
petrov@semiteq.ru
пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, 194156, Россия

Планкина Светлана Михайловна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский

Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623310
plankina@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Плешков Роман Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 9108789261
gtmtb22@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Погосов Вальтер Валентинович

Федеральное государственное унитарное
предприятие Всероссийский научно-
исследовательский институт автоматики им. Н. Л.
Духова
+7 (926) 3596034
wrogosov@mail.ru
ул. Суцевская, 22, Москва, 127055, Россия

Покровская Татьяна Владимировна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт радиотехники и
электроники им. В. А. Котельникова Российской
академии наук
+7 (495) 6293459
tarutina59@mail.ru
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Покровский Вадим Ярославович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт радиотехники и
электроники им. В. А. Котельникова Российской
академии наук
+7 (495) 6293459
vadim.pokrovskiy@mail.ru
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Ползикова Наталья Ивановна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт радиотехники и
электроники им. В. А. Котельникова Российской
академии наук
+7 (495) 6293412
polz@cplire.ru
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Полищук Ольга Витальевна

Саратовский филиал федерального
государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В. А.
Котельникова Российской академии наук
+7 (8452) 511179

polischuk.sfire@mail.ru
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Полковников Владимир Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (903) 0601487
polkovnikov@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Поляков Вячеслав Викторович

Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ»
+7 (925) 8216423
polyakov@ntmdt.ru
Корпус 100, Зеленоград, 124482,
Россия

Полякова Виктория Вадимовна

Институт нанотехнологий, электроники и
приборостроения Южного федерального
университета
+7 (918) 5702935
vik5702935@yandex.ru
ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия

Попов Владимир Геннадьевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт проблем технологии
микроэлектроники и осозобчистых материалов
Российской академии наук
+7 (915) 4956121
popov@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская
обл., 142432, Россия

Попов Вячеслав Валентинович

Саратовский филиал федерального
государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В. А.
Котельникова Российской академии наук
+7 (8452) 272401
popov_slava@yahoo.co.uk
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Попов Николай Леонидович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт им. П. Н.
Лебедева Российской академии наук
+7 (495) 1326112
nick.l.popov@gmail.com
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Попов Владимир Павлович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики

полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук
+7 (383) 9139319095
ropov@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Порошин Владимир Николаевич
Институт физики национальной академии наук
Украины
+38 (44) 5251080
poroshin@iop.kiev.ua
пр. Науки, 46, Киев, 03680, Украина

Протогенов Александр Павлович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт прикладной физики
Российской академии наук
+7 (831) 4164891
alprot@appl.sci-nnov.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Прохоров Дмитрий Сергеевич
Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (910) 1378564
dprokhrov95@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Пудонин Федор Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт им. П. Н.
Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326757
fedor-pudonin@rambler.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Пузанов Александр Сергеевич
Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623266
aspuzanov@inbox.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Пунегов Василий Ильич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Коми научный центр
Уральского отделения РАН
+7 (8212) 391461
punegov@rambler.ru

ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982,
Россия

Путилов Алексей Владимирович
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (909) 2982681
alputilov@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Рабинович Даниил Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого
тела Российской академии наук
+7 (908) 6233246
Veroniyz@mail.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская
обл., 142432, Россия

Рассадин Александр Эдуардович
Нижегородское математическое общество
+7 (831) 2453155
aerassadin-52@yandex.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Рахмонов Илхом Рауфович
Объединённый институт ядерных исследований
+7 (496) 2163734
rahmonov@theor.jinr.ru
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область,
141980, Россия

Резван Алексей Анатольевич
Институт нанотехнологий, электроники и
приборостроения Южного федерального
университета
+7 (919) 8943706
arezvan@sfedu.ru
ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия

Резник Родион Ромнович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение высшего образования и науки
«Санкт-Петербургский национальный
исследовательский Академический университет
Российской академии наук»
+7 (911) 0836901
moment92@mail.ru
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Рейх Константин Викторович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927107

reich@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Ремизов Сергей Валерьевич

Федеральное государственное унитарное
предприятие Всероссийский научно-
исследовательский институт автоматики им. Н. Л.
Духова
+7 (977) 8062331
sremizov@gmail.com
ул. Суцевская, 22, Москва, 127055, Россия

Родин Кирилл Максимович

Государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования Московской
области Международный университет природы,
общества и человека «Дубна»
+7 (915) 3536201
gayquaza@list.ru
ул. Университетская, 19, Дубна, 141982, Россия

Рудин Сергей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук
+7 (383) 3332519
rudin@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Румянцев Владимир Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179482
rumyantsev@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Рыжий Виктор Иванович

Университет Тоноку (Северо-Восточный
Университет)
+81 (242) 372563
v-ryzhii@riec.tohoku.ac.jp
Катахира, Сендай

Рыков Артём Владимирович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (950) 3694410
rikov@nifti.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Рыльков Владимир Васильевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение «Национальный исследовательский
центр «Курчатовский институт»
+7 (499) 1967100доб.3293
vvrylkov@mail.ru
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Рябоштан Юрий Леонидович

Открытое акционерное общество «Научно-
исследовательский институт «Полус»
им. М. Ф. Стельмаха»
+7 (495) 3344810
Yu.Ryaboshtan@splus.ru
РФ, 117342, Москва, ул.Введенского, 3

Рязанов Валерий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого
тела Российской академии наук
+7 (496) 5222574
ryazanov@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка,
Московская обл., 142432, Россия

Савельев Дмитрий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский технологический
университет»
+7 (916) 0205776
dimgsav94@gmail.com
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Савинов Денис Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385185+257
savinovda@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Савицкий Арсений Олегович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физических
проблем им. П. Л. Капицы Российской академии
наук
+7 (499) 1376820
sao1992@mail.ru
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Савочкин Игорь Владимирович

Российский квантовый центр
+7 (926) 0706028
savochkin@physics.msu.ru
ул. Новая, 100, БЦ «Урал», дер. Сколково,
Московская обл., Россия

Садовников Александр Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»
+7 (8452) 516936
SadovnikovAV@gmail.com
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия

Сайпулаева Луиза Абдурахмановна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук
+7 (8722) 89288776891
Luizasa11@mail.ru
ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика Дагестан, 367003, Россия

Салашенко Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179458
salashch@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Самардак Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Дальневосточный федеральный университет»
+7 (902) 4899292
asamardak@gmail.com
ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

Самарцев Илья Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (905) 1924187
woterbox@mail.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Самохвалов Алексей Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385037

samokh@ipm.sci-nnov.ru

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сапожников Максим Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179485
msap@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Саранин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
+7 (902) 5558457
asaranin@gmail.com
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Сарвадий Сергей Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н. Н. Семенова Российской академии наук
+7 (903) 2761838
sarvadiy15@mail.ru
ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия

Сатанин Аркадий Михайлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (841) 9092940886
sarkady@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сафиуллина Айсылу Сибгатовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
+7 (843) 9063255833
englishfile94@gmail.com
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия

Свечников Михаил Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (920) 0466691
svch1991@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Свинцов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»
+7 (926) 7108491
svintcov.da@mipt.ru
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

Свистов Леонид Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
+7 (95) 1111111
l_svistov@mail.ru
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Семенов Александр Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
+7 (915) 1445145
a_sem2@mail.ru
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

Семенова Елизавета

Technical university of Denmark
+0 (45) 45256385
esem@fotonik.dtu.dk
Anker Engelunds Vej 1 Building 101A 2800 Kgs. Lyngby

Сергеев Сергей Михайлович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179482
sj@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сибельдин Николай Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326331
sibeldin@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Сибирев Николай Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет

информационных технологий, механики и оптики»
+7 (911) 2827886
NickSibirev@yandex.ru
пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

Сивков Виктор Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН
+7 (8212) 391461
sivkovvn@mail.ru
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия

Сидоренко Кирилл Викторович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) +79038476571
Oknerodisian@rambler.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Силаев Михаил Андреевич

Университет Юваскула
+358 (910) 8761366
msilaev@mail.ipm.sci-nnov.ru
Department of Physics and Nanoscience Center, University of Jyvaskyla, P.O. Box 35 (YFL), FI-40014, Finland

Скирдков Петр Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
+7 (915) 3017796
petr.skirdkov@phystech.edu
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Скорыходов Евгений Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385555
evgeny@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Смертин Руслан Маратович

Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
+380 (111) 1111111

smertin_ruslan_1993@mail.ru
ул. Фрунзе, 21, Харьков, 61002, Украина
Смирнова Ирина Алексеевна
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого
тела Российской академии наук
+7 (496) 5228273
irina@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка,
Московская обл., 142432, Россия

Снигирев Анатолий Александрович
European Synchrotron Radiation Facility
+33 (4) 76882627
anatoly.snigirev@gmail.com
rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043,
France

Соснов Евгений Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
государственный технологический институт
(технический университет)»
+7 (812) 3167483
sosnov@lti-gti.ru
Московский пр., 26, Санкт-Петербург, 190013,
Россия

Спирин Кирилл Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 111111
spirink@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Степихова Маргарита Владимировна
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179482
mst@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Струля Игорь Леонардович
Открытое акционерное общество «Композит»
+7 (495) 5132050
stroulea@yandex.ru
ул. Пионерская, 4, Королев, 141070, Россия

Султанов Айдар Наильевич
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего

образования «Новосибирский государственный
технический университет»
+7 (913) 7045412
sultanov.aydar@ngs.ru
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

Султанов Денис Борисович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук
+7 (913) 7600677
sultanov@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Сурдин Олег Михайлович
Федеральное государственное унитарное
предприятие Российский федеральный ядерный
центр Всероссийский научно-исследовательский
институт экспериментальной физики
+7 (83130) 27146
mossom1@rambler.ru
пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия

Сурис Роберт Арнольдович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927336
suris@theory.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Суровегина Екатерина Александровна
Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 9103947900
suroveginaka@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Суханова Татьяна Евгеньевна
Федеральное государственное унитарное
предприятие «Ордена Ленина и ордена
Трудового Красного Знамени научно-
исследовательский институт синтетического
каучука имени академика С. В. Лебедева»
+7 (812) 2515812
tat_sukhanova@mail.ru
ул. Гапсальская, 1, Санкт-Петербург, 198035,
Россия

Таланов Юрий Иванович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Казанский физико-технический
институт им. Е. К. Завойского Казанского
научного центра Российской Академии наук

+7 (843) 2319123
talantov@kfti.knc.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика
Татарстан, 420029, Россия

Тарасова Елена Александровна

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (910) 1202550
thelen@yandex.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Татарский Дмитрий Аркадьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (910) 1082536
tatarsky@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тейтельбаум Григорий Бенционович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Казанский физико-технический
институт им. Е. К. Завойского Казанского
научного центра Российской Академии наук
+7 (843) 2721154
grteit@kfti.knc.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика
Татарстан, 420029, Россия

Темиряев Алексей Григорьевич

Фрязинский филиал федерального
государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В. А.
Котельникова Российской академии наук
+7 (916) 3069408
temiryazev@gmail.com
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл.,
141190, Россия

Темиряева Марина Павловна

Фрязинский филиал федерального
государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В. А.
Котельникова Российской академии наук
+7 (916) 5289530
mtemiryazeva@gmail.com
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл.,
141190, Россия

Терещенко Олег Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики

полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук
+7 (383) 3304475
teresh@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Тетельбаум Давид Исаакович

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного
автономного образовательного учреждения
высшего образования «Национальный
исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И.
Лобачевского»
7 (831) 4623188
tetelbaum@phys.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Тихов Станислав Викторович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (910) 1284987
tikhov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Ткач Юрий Яковлевич

Фрязинский филиал федерального
государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В. А.
Котельникова Российской академии наук
+7 (496) 5652680
utkach@gmail.com
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл.,
141190, Россия

Толстихина Алла Леонидовна

Федеральное государственное учреждение
«Федеральный научно-исследовательский центр
«Кристаллография и фотоника» Российской
академии наук»
+7 (499) 1351100
alla@ns.crys.ras.ru
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия

Торопов Михаил Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385313
write75@rambler.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Третьяков Иван Васильевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (901) 7701164

ivantretykov@mail.ru

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Трухин Валерий Николаевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927936

valera.truchin@mail.ioffe.ru

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Трушин Владимир Николаевич

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного
автономного образовательного учреждения
высшего образования «Национальный
исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И.
Лобачевского»

+7 (831) 9036030749

trushin@phys.unn.ru

пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Туркевич Роман Владиславович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»

+7 (841) 2275043

roman-turkevich@mail.ru

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Удалов Олег Георгиевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»

+7 (920) 0438574

oleg.udalov@csun.edu

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Уздин Валерий Моисеевич

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и
оптики»

+7 (812) 3733692

v_uzdin@mail.ru

пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101,
Россия

Усеинов Алексей Серверович

Федеральное государственное бюджетное
научное учреждение «Технологический институт
сверхтвердых и новых углеродных материалов»
+7 (916) 7359833

useinov@mail.ru

ул. Центральная, 7а, Троицк, Московская
область, 142190, Россия

Уставщиков Сергей Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»

+7 (8312) 4385185

sergey@ipmgras.ru

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Устинов Алексей Борисович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова
(Ленина)»

+7 (950) 0300734

ustinov-rus@mail.ru

ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург,
197376, Россия

Уткин Дмитрий Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук

+7 (383) 3309082

utkinde@isp.nsc.ru

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Фатеев Денис Васильевич

Саратовский филиал федерального
государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В. А.
Котельникова Российской академии наук

+7 (8452) 511179

FateevDV@yandex.ru

ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Федоров Николай Кимович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт им. П. Н.
Лебедева Российской академии наук

+7 (910) 4125037

fedorov@lpi.ru

Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Фёдоров Юрий Юрьевич

Акционерное Общество «Научно —
Производственное Предприятие „Исток—имени
А. И. Шокина»
+7 (495) 4658848
jeka_forever@inbox.ru
ул. Вокзальная, 2а, г. Фрязино, Московская
область, 141190, Россия

Федотов Николай Игоревич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт радиотехники и
электроники им. В. А. Котельникова Российской
академии наук
+7 (495) 6293394
nfedotov89@mail.ru
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Фетисов Леонид Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский технологический
университет»
+7 (916) 1287383
fetisovl@yandex.ru
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Филатов Дмитрий Олегович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (910) 7979536
dmitry_filatov@inbox.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Филатова Елена Олеговна

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
государственный университет»
+7 (812) 4284352
elenaofilatova@mail.ru
Университетская набережная, 7/9, Санкт-
Петербург, 199034, Россия

Филимонов Юрий Александрович

Саратовский филиал федерального
государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В. А.
Котельникова Российской академии наук
+7 (8452) 272401
yuri.a.filimonov@gmail.com
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Фильнов Сергей Олегович

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
государственный университет»
+7 (923) 3588273
filnov@mail.ru
Университетская набережная, 7/9, Санкт-
Петербург, 199034, Россия

Фирсов Дмитрий Анатольевич

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
политехнический университет Петра Великого»
+7 (921) 7988231
dmfir@rphf.spbstu.ru
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург,
195251, Россия

Флоря Ирина Николаевна

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский педагогический
государственный университет»
+7 (499) 2461202
girusy@mail.ru
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991,
Россия

Фоминов Яков Викторович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт теоретической
физики имени Л. Д. Ландау Российской академии
наук
+7 (910) 4661489
fominov@landau.ac.ru
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская
обл., 142432, Россия

Фомичев Сергей Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (920) 2519519
sergeifomichev.batman@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Фраерман Андрей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4324043
andr@ipm.sci-npov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Фролов Дмитрий Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (999) 1564522
frolov@jsssp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Фролова Елена Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4656255
frolova_el@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хабибуллин Рустам Анварович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысококачественной полупроводниковой электроники Российской академии наук
+7 (910) 4637930
khabibullin@isvch.ru
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия

Хазанова Софья Владиславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623308
khasanova@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хаймович Иван Михайлович

Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems
+49 (351) 8511126
hai@ipmras.ru
Nöthnitzer Straße, 38, Dresden, Germany

Харитонов Василий Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н. Н. Семенова Российской академии наук
+7 (903) 2887575
vch.ost@mail.ru
ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия

Холкин Андрей Леонидович

University of Aveiro
+351 (234) 247025
kholkin@ua.pt
3810-193 Aveiro

Хомицкий Денис Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623304
khomitsky@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хохлов Дмитрий Ремович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»
+7 (495) 9391151
khokhlov@mig.phys.msu.ru
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Хохлов Николай Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (981) 1235771
n.e.khokhlov@yandex.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Хышов Андрей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179485
khysh@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цыбин Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385555
tsybin@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цыпленков Вениамин Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179479
Tsyplenkov1@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цырлин Георгий Эрнстович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук»
+7 (812) 9056907
cirlin@beam.ioffe.ru
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Чайка Александр Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (496) 5228369
chaika@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Ченцов Семен Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326448
semch@gmail.com
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Черненко Александр Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (49652) 28288
chernen@yandex.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Чернышев Алексей Константинович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179476
aleksej_chernyshov@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Чехов Александр Леонидович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»
+7 (495) 4345212
chekhov@shg.ru
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Чигинев Александр Валерьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный

исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179486
chig@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Чигинева Анна Борисовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 910885037
chigineva@nifti.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Чикалова-лузина Ольга Петровна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927397
o_chikalova@mail.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Чиненков Максим Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
+7 (916) 3352127
chinenkov@inbox.ru
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия

Чуйкин Олег Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
7 (383) 79137756408
olegchuiкин@yahoo.com
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

Чумаков Александр Игоревич

European Synchrotron Radiation Facility
+33 (4) 76882352
chumakov@esrf.fr
rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043, France

Чумаков Николай Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
+7 (916) 0859276
chumakov_nk@nrcki.ru
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Чурин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (2147483) 8314616543
churin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Чхало Николай Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4385603
chkhalo@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шайхулов Тимур Айратович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт радиотехники и
электроники им. В. А. Котельникова Российской
академии наук
+7 (495) 6297433
shcaihulov@hitech.cplire.ru
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Шалеев Михаил Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (910) 1385608
shaleev@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шалыгин Вадим Александрович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
политехнический университет Петра Великого»
+7 (812) 5529671
shalygin@rphf.spbstu.ru
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург,
195251, Россия

Шамирзаев Тимур Сезгирович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук
+7 (383) 3304475
tim@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Шастин Валерий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного

учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179479
shastin@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шатохин Алексей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт им. П. Н.
Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326329
shatohinal@gmail.com
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Шашкин Владимир Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179455
sha@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шенина Мария Евгеньевна

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского»
+7 (831) +79506163118
syrix@bk.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
Россия

Шерстнев Игорь Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт им. П. Н.
Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326757
igor.sherstnev@gmail.com
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия

Шикин Александр Михайлович

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
государственный университет»
+7 (950) 0267453
ashikin@inbox.ru
Университетская набережная, 7/9, Санкт-
Петербург, 199034, Россия

Штром Игорь Викторович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение высшего образования и науки
«Санкт-Петербургский национальный

исследовательский Академический университет
Российской академии наук
+7 (812) 9112123425
igorstrohm@mail.ru
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Шукринов Юрий Маджнунович

Объединённый институт ядерных исследований
+7 (496) 2163844
shukrinv@theor.jinr.ru
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область,
141980, Россия

Шур Владимир Яковлевич

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования «Уральский федеральный
университет имени первого Президента России
Б. Н. Ельцина».
+7 (343) 2617436
vladimir.shur@urfu.ru
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

Щелкачев Николай Михайлович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Московский
физико-технический институт (государственный
университет)»
+7 (916) 9207678
n.chtchelkatchev@gmail.com
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303,
Россия

Эпов Владимир Станиславович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук
+7 (383) 3306631
ser_avs@ngs.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Юнин Павел Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
8 (831) 4179491
yunin@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Юрасов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный

исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук
+7 (831) 4179482
Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Яблонский Артем Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»
+7 (831) 4179482
yablonsk@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Яговцев Владимир Олегович

Национальный исследовательский университет
«Высшая школа экономики»
+7 (495) 9392588
voyagovtsev@edu.hse.ru
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34

Яковлев Дмитрий Робертович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+49 (231) 7553534
dmitri.yakovlev@tu-dortmund.de
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Якунин Михаил Викторович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики металлов
имени М.Н. Михеева Уральского отделения
Российской академии наук
+7 (343) 3783644
yakunin@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,
Россия

Якушев Максим Витальевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук
+7 (905) 9455851
yakushev@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия

Яминский Игорь Владимирович

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский государственный
университет имени М. В. Ломоносова»
+7 (495) 9391009
yaminsky@nanoscopy.ru
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Авторский указатель

A

Abrosimov N.V. 587
Adachi T. 118
Alikin D. 283
Ansbæk T. 522
Aswartham S. 96
Atanasova P.Kh. 7
Auffret S. 137

B

Baron A.Q.R. 490
Bayer M. 259, 618, 819
Becker J. 34
Bennett J.C. 285
Bessas D. 492
Botha A.E. 130
Bounouar S. 585
Burmistrov I.S. 9

C

Cha I.H. 263
Chandrasekaran S.S. 291
Chareev D. 21
Chen W.T. 285
Chu M.W. 285
Chumakov N.K. 515
Consejo C. 637
Cora I. 695
Cristiani G. 94
Cuzminschi M. 11, 26

D

Dantscher K.-M. 551
de la Haye C. 585
Desrat W. 637, 843
Deßmann N. 612
Di Giorgio C. 21
Dieny B. 137
Dimitrakis P. 775
Dmitriev I.A. 645

E

Eaves L. 735
Echenique P.M. 777
Ezubchenko I.S. 515

F

Fisher R. 578

G

Ganichev S.D. 551, 645
Geydt P. 311
Giorgio C.D. 21
Golubev D.S. 124

Gorev R.V. 287
Greulich A. 618
Grichuk E.S. 515
Grishchenko Yu.V. 515
Gruetzmacher D. 34
Guenel H.Y. 34
Gusev S.A. 135

H

Haggren T. 311
Hansen O. 522
Hardtdegen H. 34
Heisterkamp F. 618
Helm M. 190
Henini M. 735
Herrmann T. 645
Hsing C.R. 354
Hübers H.-W. 612, 821

I

Iavarone M. 21
Inubushi Y. 490
Ishikawa T. 490

J

Jäckl M. 259
Jouault B. 637, 843
Julicher F. 124

K

Kalinin A. 283
Karakolis P. 775
Karapetrov G. 17, 21
Kauppinen E.I. 620
Khaymovich I.M. 15
Kholkin A.L. 283
Kim G.W. 263
Kim Y.J. 263
Kim Y.K. 263
Kirilyuk A. 13
Kirstein E. 618
Kleiner R. 70
Klopf J.M. 612
Knap W. 637
Koblmueller G. 34
Kopasov A.A. 15
Kopyl S. 283
Kozhukhov A.C. 695
Krasnov V.M. 70
Krawczyk M. 158
Krishtopenko S.S. 516
Kudo T. 490
Kumar V. 291
Kurokawa Y. 815

L

Lahderanta E. 311
Lehtinen J.S. 30
Leupold O. 490
Lev L.L. 515
Lioi D.B. 17
Lipsanen H. 311
Logvenov G. 94

M

Maier H. 578
Maisi V.F. 124
Mali P. 104
Marcinkiewicz M. 637
Mayboroda I.O. 515
Mel'nikov A.S. 15
Menon R. 622
Mironov V.L. 287
Mruczkiewicz M. 158
Murugan P. 291
Myronov M. 518

N

Nashaat M. 130
Nasretdinova V.F. 285
Neri I. 124

O

Orlita M. 635
Ota Y. 815
Otsuji T. 520
Ottaviano L. 522

P

Pai W.W. 285
Panayotova S.A. 7
Parul Pandey 190
Pawlis A. 618
Pécz B. 695
Pekola J.P. 124
Peltonen J.T. 124
Piot B.A. 635
Plastovets V. 19
Pokrovskii V.Ya. 285
Portal J.-C. 735
Potemski M. 635
Prodan A. 285
Putilov A.V. 21

R

Rahmonov I.R. 7, 11, 26
Rasing Th. 245
Rautert J. 819
Reitzenstein S. 585

- Riemann H. 587
 Roldan E. 124
 Romanyuk K. 283
 Rudau F. 70
 Ruffenach S. 637
 Ruffer R. 490, 492
 Ruhstorfer D. 34
 Rutckaia V. 769
- S**
 Saeedi K. 821
 Sahoo H.K. 522
 Schaeppers Th. 34
 Schaller R.D. 17
 Schmult S. 795
 Semenova E. 522
 Shilpi S. 124
 Shirokova A.V. 135
 Shukrinov Yu.M. 7, 11, 26
 Shur V.Ya. 283
 Skorokhodov E.V. 135, 287
 Skvortsov M.A. 9
 Sobolev N.A. 137
 Sousa R.C. 137
 Stavrias N. 821
 Stolyarov V.S. 24
 Strocov V.N. 515
 Strohm C. 490
 Sturm S. 285
- T**
 Tatarskiy D.A. 135
 Tchernychova E. 285
 Teitel'baum G.B. 23
 Teixeira B. 137
 Tekic J. 104
 Terpe F. 516, 637, 650, 843
 Timopheev A. 137
 Tono K. 490
 Trainer D.J. 21
 Tretiaikov O.A. 139
 Treu J. 34
 Tsymbal E.Y. 156
- U**
 Usami N. 815
 Ustenko M.D. 285
- V**
 Valeyev V.G. 515
 van Haesendonck C. 287
 van Midden H.J.P. 285
 van Midden M. 285
 Vasilev S. 283
 Vasileva D. 283
 Vasiliev A.N. 21
 Vdovichev S.N. 135
 Veshchunov I.S. 24
 Vinnikov L.Ya. 24
- Volkova O.S. 21
 Volodin A. 287
 von Helversen M. 585
- W**
 Wang M. 190
 Wei C.M. 354
 Weiss D. 578
 Wiederrecht G.P. 17
- X**
 Xu C. 190
- Y**
 Yabashi M. 490
 Yerin Y. 19
 Yvind K. 522
- Z**
 Zaitsev-Zotov S.V. 285
 Zaveskin M.L. 515
 Zasadzinski J.F. 21
 Zelenovskiy P. 283
 Zemlyanaya E.V. 7
 Zhou S. 190
 Ziegler J. 578
 Zubarev A. 26
 Zubov F. 522
 Zupanič E. 285
 Zybtev S.G. 11, 285
- A**
 Абраменко Д.Б. 393
 Абрамкин Д.С. 524, 526
 Абросимов А.С. 582
 Абросимов Н.В. 612, 821
 Агеев О.А. 320
 Азаревич А.Н. 164
 Азарова Е.С. 528
 Акимов А.Н. 530
 Акимов И.А. 259
 Акмаев М.А. 556
 Аладышкин А.Ю. 120, 369
 Алалыкин А.С. 150
 Алексеев А.Н. 532
 Алексеев П.А. 311
 Алексеев П.С. 562
 Алексеев С.Г. 249
 Алешкин В.Я. 534, 545, 547, 554, 589, 600, 635, 666, 676, 705, 749
 Алибеков А.Г. 162
 Аликин Д.О. 385
 Алтухов А.А. 787
 Алтухов И.В. 536, 538
 Алябьева Л.Н. 622
 Андреев Б.А. 540, 610, 833
 Андрюшечкин Б.В. 330
- Анисимов А.Н. 542
 Анисимов М.А. 164
 Анкудинов А.В. 289
 Антонов А.В. 112, 749, 833
 Антонов В.А. 737, 739
 Антонов Д.А. 336, 344, 375
 Антонов И.Н. 180, 336, 344, 373, 375, 639, 775, 825
 Анциферов П.С. 393
 Аплеснин С.С. 140
 Арапов Ю.Г. 576
 Арсеев П.И. 28
 Артамкин А.И. 569
 Артамонов Д.М. 544
 Артемов В.В. 188
 Арутюнов К.Ю. 30
 Астров Ю.А. 612
 Афоненко А.А. 545, 783, 797
 Ахсахалян А.А. 395, 397, 399
 Ахсахалян А.Д. 395
- Б**
 Бабичев А.В. 606
 Бабунц Р.А. 542
 Багаев В.С. 713
 Бадалян А.Г. 542
 Баева Э.М. 32
 Байдакова Н.А. 759, 815, 833
 Байдусь Н.В. 547, 558, 625, 683, 751, 757, 799
 Бакаров А.К. 524
 Банникова Н.С. 225
 Баранов П.Г. 542
 Барышев А.М. 66
 Батлер Д.Э. 691
 Батов И.Е. 34
 Бахтизин Р.З. 291, 350
 Башкиров С.А. 293
 Бегинин Е.Н. 235, 261
 Бедин С.А. 188, 198
 Бекин Н.А. 549
 Белобородов И.С. 267
 Белов А.И. 717, 775
 Белов А.С. 580
 Белодедов М.В. 202
 Белолипецкий А.А. 401
 Белотелов В.И. 174, 259
 Белугина Н.В. 367
 Белых В.В. 668
 Бельков В.В. 551, 645
 Белянчиков М.А. 620
 Бен Хамида А. 62
 Березин В.А. 229
 Березовская Т.Н. 703
 Бержанский В.Н. 259
 Беспалов А.А. 36
 Беспалов А.В. 233
 Бессолов В.Н. 552
 Бизяев Д.А. 142, 148, 346

- Благодаткин А.В. 78
 Бобков А.М. 100
 Бобкова И.В. 100
 Бовкун Л.С. 554, 635, 674, 697
 Богатырёв А.Б. 224
 Богач А.В. 164, 186
 Богачев С.А. 403, 405
 Богданов С.А. 689, 773
 Боголюбский А.С. 711
 Бодров С.Б. 721
 Боженкина А.Д. 564
 Божко А.Д. 164
 Божко С.И. 381
 Болтаев А.П. 144, 253
 Большинов В. 62
 Большаков А.П. 536
 Бондаренко Л.В. 305, 319, 354
 Боряков А.В. 210, 594, 608, 670, 731
 Брагинский Л.С. 591
 Брехов К.А. 243
 Бричкин А.С. 809
 Брызгалов М.А. 80
 Бубис А.В. 34, 620
 Бугаев А.С. 257
 Бугров В.Е. 606
 Бударин Л.И. 182
 Буздин А.И. 90
 Бузынин Ю.Н. 741
 Булдыгин А.Ф. 771
 Буравлев А.Д. 703
 Бурбаев Т.М. 556
 Бурдин Д.А. 146
 Бурмистров И.С. 643, 685, 687
 Бухараев А.А. 142, 148, 317, 346
 Бушуев В.А. 407
 Бушуйкин П.А. 540, 833
 Быков В.А. 360
- В**
- Вайнберг В.В. 558
 Вайнер Ю.А. 397, 409, 411, 413, 476
 Валеев Р.Г. 150
 Валуева С.В. 363
 Вальков В.В. 38, 40
 Варавин В.С. 560, 650
 Василенко А.П. 526
 Васильев А.Л. 257
 Васильев А.Н. 48
 Васильев А.П. 727, 793
 Васильев В.В. 560
 Васильев Ю.Б. 562, 564
 Васильева Г.Ю. 562, 564
 Васильевский И.С. 538, 576
 Васинович Е.В. 152
 Вахтомин Ю.Б. 92
 Вдовин В.И. 737
- Вдовичев С.Н. 120, 170, 182, 196, 295, 837
 Вдовичева Н.К. 82
 Веденеев А.С. 257
 Ведь М.В. 154, 184, 220, 627
 Ведяев А.В. 156
 Венедиктов М.М. 564
 Вербус В.А. 648, 815, 837
 Вергелес П.С. 751
 Ветошко П.М. 174
 Вилков И.В. 322
 Виниченко А.Н. 576, 538
 Винниченко М.Я. 576, 791
 Вихарев А.Л. 689, 691, 773
 Вихрова О.В. 180, 184, 214, 365, 625, 639, 679, 731, 811
 Вишняков Е.А. 403, 415, 417, 418, 420, 422
 Водолазов Д.Ю. 86, 90
 Вознюк Г.В. 604
 Волков В.А. 568
 Волков О.Ю. 251, 797
 Волкова Н.С. 574, 723
 Володин А.П. 358, 360
 Володин В.А. 837
 Вopilкин Е.А. 42, 106
 Воробьев А.Б. 771
 Воробьев Л.Е. 791, 793, 817
 Воротынцев И.В. 297
 Вуль А.Я. 629
 Вылегжанина М.Э. 363
 Высоцкий С.Л. 158, 160, 275
 Вяткин В.М. 813
- Г**
- Габибов С.Ф. 162
 Гавриленко В.И. 554, 635, 637, 650, 674, 697, 747, 749, 797
 Гаврилкин С.Ю. 164
 Гаврилов А.С. 664
 Гагкаева З.В. 622
 Гаджиалиев М.М. 162
 Гайнутдинов Р.В. 367
 Гайслер А.В. 585
 Гайслер В.А. 585
 Галеева А.В. 44, 569
 Галин М.А. 46, 70
 Галицын Ю.Г. 695
 Гаман Д.А. 476
 Ганичев С.Д. 564
 Ганьшина Е.А. 251
 Гапонова Д.М. 767
 Гарахин С.А. 397, 424, 426, 472, 486
 Гасайниев З.Ш. 182
 Гасилова Е.Р. 363
 Гатин А.К. 303, 356
 Гельфонд М.Л. 363
 Герасименко А.В. 206
- Герасимов В.В. 612
 Герон С. 593
 Гефен Ю. 687
 Гильманов М.И. 186, 584
 Гимазов И.И. 48, 118
 Гладких Е.В. 299
 Гладышев А.Г. 606
 Глушков В.В. 164, 186, 584
 Голикова О.Л. 233
 Голуб Л.Е. 571, 662
 Гольдштейн К.Д. 50
 Гольдштейн М. 685, 687
 Гольцман Г.Н. 32, 122
 Голяшов В.А. 572, 823
 Горай Л.И. 428
 Горбачев А.М. 689, 691, 773
 Гордеев Н.Ю. 614
 Гордеева А.В. 78
 Горев Р.В. 166, 168, 170, 301
 Горлачук П.В. 676, 699, 753
 Горнаков В.С. 172
 Горный И.В. 643
 Горушнов Б.П. 620
 Горшков А.П. 574
 Горшков О.Н. 336, 344, 375, 775
 Горшунов Б.П. 622
 Гоц С.С. 350
 Грановский А.Б. 257
 Грачев А.Г. 261
 Грачев Д.А. 610
 Гребенко А.К. 620
 Гребень К. 120
 Грибко В.В. 430, 484
 Григорьев В.А. 831
 Григорьева Н.Н. 799
 Гринберг Я.С. 52, 126
 Гришин А.С. 94
 Гришин М.В. 303, 309, 356, 379
 Грузнев Д.В. 305, 319, 354
 Губайдуллин А.Р. 604
 Гудина С.В. 576
 Гурин А.С. 542
 Гусев Д.С. 241
 Гусев Н.А. 174
 Гусев Н.С. 176, 178, 265, 295, 315, 837
 Гусев С.А. 178, 322, 494
 Гусейнов Д.В. 587
 Гутаковский А.К. 524, 526
 Гуцина Е.В. 307, 552
- Д**
- Давлетов Э.Т. 713
 Давыдов В.Ю. 307, 540
 Данилов С.Н. 44, 564, 569
 Данилов Ю.А. 154, 180, 210, 220, 237, 639

- Дворецкий С.А. 551, 554, 560, 569, 578, 593, 635, 637, 650, 674, 707, 747, 749, 767, 843
- Двуреченский А.В. 765
- Двуреченский С. 705
- Девизенко А.Ю. 122
- Девятков Э.В. 658, 823
- Дегтярев В.Е. 544, 580, 799
- Демидов В.В. 279
- Демидов Е.В. 646, 773, 811
- Демидов Е.С. 182, 582
- Демидова Н.Е. 582
- Демин В.А. 257
- Демина П.Б. 154, 184, 214
- Демишев С.В. 164, 186, 584
- Денисенко М.В. 54
- Денисов А.О. 34
- Денисов С.А. 627, 741, 751
- Деребезов И.А. 585
- Деточенко А.П. 587
- Дивочий А.В. 92
- Дикарева Н.В. 545, 589, 757, 811
- Дмитриев А.П. 562
- Дмитриев Д.В. 585
- Добрецова А.А. 591, 593
- Догадова Д.М. 693
- Долуденко И.М. 188, 198
- Дорохин Л.А. 393, 608, 679
- Дорохин М.В. 154, 184, 200, 214, 220, 594, 627, 751
- Дохликова Н.В. 303, 309, 324
- Дровосеков А.Б. 190, 192, 241
- Дроздов М.Н. 265, 646, 689, 691, 725, 773, 829, 833, 835
- Дроздов Ю.Н. 596, 831
- Дроздовский А.В. 271
- Дубинов А.А. 534, 545, 547, 589, 598, 600, 666, 676, 747
- Дудко Г.М. 158
- Дунаевский М.С. 307, 311, 373
- Дурнев М.В. 551
- Духненко А.В. 164
- Духновский М.П. 602
- Дюжев Н.А. 194
- Дятков С.Ю. 415, 417, 432, 446
- Е**
- Евтихий В.П. 604
- Егоров А.А. 434
- Егоров А.Ю. 606
- Егоров Д.А. 144, 253
- Единач Е.В. 542
- Ежевский А.А. 587
- Елькина А.И. 96
- Ельцов К.Н. 313, 328, 348
- Емельянов А.В. 257
- Емельянов Е.А. 658
- Еналдиев В.В. 568
- Еремеев С.В. 305
- Ерин Ю.С. 90, 96
- Ермаков В.В. 432
- Ермолаева О.В. 176, 265
- Ермолаева О.Л. 227, 315
- Ерофеева И.В. 594, 608
- Ерхова Н.Ф. 415, 417, 432
- Ершов А.В. 610, 625
- Есин М.Ю. 526
- Естюнин Д.А. 377, 383
- Ж**
- Жакетов В.Д. 196
- Жигалина О.М. 188, 198
- Жук Н.А. 462
- Жукавин Р.Х. 612, 807, 821
- Жуков А.А. 56, 58, 60
- Жуков А.Е. 614
- Жуков Е.А. 618
- Жукова Е.Н. 208
- Жукова Е.С. 620, 622
- Журавлев А.С. 678
- Журавлев М.Е. 156
- Журавлев К.С. 695
- З**
- Забавичев И.Ю. 623
- Загорский Д.Л. 180, 198
- Заикин А.Д. 30
- Зайнагутдинов А.Р. 544
- Зайцев-Зотов С.В. 371
- Засавицкий И.И. 697
- Захвалинский В.С. 162
- Зброжек В.О. 78
- Звездин А.К. 174, 259, 383
- Звездин К.А. 383
- Звонков Б.Н. 200, 545, 589, 625, 639, 731, 757, 811
- Здоровейшев А.В. 154, 184, 214, 220, 365, 594, 608, 625, 627, 683
- Зегря Г.Г. 629, 813
- Зиганшин М.А. 317
- Зиганшина С.А. 317
- Зиновьев В.А. 765
- Злотников А.О. 38
- Золотов Ф.И. 92
- Зорина М.В. 434, 436
- Зотов А.В. 305, 319, 354, 701
- Зубарь Т.И. 332, 334
- Зубков В.И. 631, 731
- Зубков С.Ю. 200, 210, 237
- Зуев С.Ю. 397, 405, 409, 411, 413, 436, 438
- Зяблюк К.Н. 787
- И**
- Иванов А.А. 68
- Иванов А.В. 753
- Иванов В.А. 646
- Иванов И.А. 363
- Иванов С.В. 633, 817
- Иванова М.М. 741
- Ивченко Е.Л. 571
- Иконников А.В. 112, 554, 635, 674, 697
- Икусов Д.Г. 707
- Ильин Н.А. 243
- Ильин О.И. 320
- Ильина М.В. 320
- Ильницкий М.А. 739
- Ильченко Е.В. 576
- Ионов А.М. 381
- Йонссон Х. 269
- Исаев В.А. 689, 691
- Истомин Л.А. 574
- Ичкитидзе Л.П. 202
- Ишибаши Т. 140
- К**
- Каверин Б.С. 322, 480
- Кагадей В.А. 739
- Каган М.С. 536, 538
- Кадыков А.М. 637, 650, 652, 747, 767
- Казаков А.С. 569
- Казаков Д.С. 440
- Казаков С.И. 442
- Казанцева И.А. 375
- Калентьева И.Л. 214, 639
- Калиникос Б.А. 271
- Калинин Ю.Е. 257
- Калитеевский В.Н. 604
- Калитеевский М.А. 604, 641
- Калиш А.Н. 174
- Калужный Н.А. 614
- Канищева О.И. 328
- Капралов П.О. 174
- Карачинский Л.Я. 606
- Караштин Е.А. 176, 202
- Карелина Л. 62
- Карзанов В.В. 182, 582
- Карпов А.В. 444
- Катруша А.Н. 660, 829
- Кац В.Н. 662
- Качоровский В.Ю. 562, 643
- Квасов Н.Т. 332
- Квашенников Д.С. 409
- Квон З.Д. 551, 578, 591, 593, 645
- Кетков С.Ю. 322
- Кибирев И.А. 701
- Ким Ч.С. 64
- Кинев Н.В. 66
- Кириченко А.С. 415, 417, 446
- Кирсанкин А.А. 324
- Кислинский Ю.В. 94
- Кленов Н.В. 54

- Клепиков И.В. 631
 Клепикова А.С. 68
 Климин В.С. 326
 Клишко Г.В. 817
 Климов А.Э. 530
 Климовских И.И. 377, 383
 Клочков А.Н. 797
 Клушин А.М. 46, 70, 96, 120
 Клюенков Е.Б. 395, 438
 Князев Б.Н. 612
 Князев Г.А. 174
 Коблов Э.А. 646
 Ковалевский К.А. 612, 821
 Коваленко С.Л. 328, 348
 Ковальский В.А. 751
 Кожаев М.А. 259
 Кожевников А.В. 160, 275
 Козабаранов Р.В. 212, 674
 Козлов А.С. 440
 Козлов В.А. 623, 648, 743
 Козлов Д.А. 551, 578, 645
 Козлов Д.В. 650, 652, 654
 Козулин А.С. 656
 Колесников А.Г. 206, 263
 Колесников А.О. 418, 420, 422
 Колмычек И.А. 251
 Колодезный Е.С. 606
 Колченко Н.Н. 309
 Колядин А.В. 631, 660, 829
 Комаров Н.С. 330
 Комиссарова Т.А. 817
 Комков О.С. 633
 Кон В.Г. 448, 450
 Конаков А.А. 544, 580, 587
 Конашук А.С. 789
 Кондратенко В.В. 418
 Кондрашов А.В. 271
 Конев В.В. 72
 Коненков С.Д. 552
 Коненкова Е.В. 552
 Кононов А. 658
 Кононов А.А. 823
 Конотопский Л.Е. 482
 Константиан К.И. 94
 Коньшин А.А. 320
 Коптева Н.Е. 618
 Копылец И.А. 418
 Корнев В.Л. 618
 Корнеев А.А. 32, 122
 Корнеева Ю.П. 122
 Королев Д.С. 717
 Королев С.А. 660, 829
 Корыгин А.И. 721
 Коряжина М.Н. 373
 Корякин А.А. 761
 Костарев В.А. 658, 823
 Косцова А.А. 340
 Котляр К.П. 745, 761, 839
 Котов В.А. 249
 Котова Л.В. 662
 Котомина В.Е. 608, 625
 Кох К.А. 383, 572, 823
 Кочаровская Е.Р. 664
 Кочаровский В.В. 666
 Кочаровский Вл.В. 666
 Кочерешко В.П. 662
 Кочетков А.А. 452
 Кочеткова А.С. 362
 Кочиев М.В. 668
 Кошелец В.П. 66
 Кравцов Е.А. 192
 Кравчук К.С. 299, 340
 Краев С.А. 42, 106, 725, 773
 Крайнов П.В. 393
 Красильник З.Ф. 540, 547, 676, 699, 759, 769
 Красильникова Л.В. 540, 610
 Краснов В.М. 46
 Краснорусский В.Н. 164, 186
 Красовский Е.Е. 383
 Крейнс Н.М. 190, 192, 241
 Кремлев К.В. 322, 480
 Кривенков И.А. 670
 Кривобок В.С. 713, 715
 Кривулин Н.О. 717
 Кривякин Г.К. 765
 Криницина Т.П. 225
 Криштоп В.Г. 208, 735
 Криштопенко С.С. 635, 637, 843
 Крыжановская Н.В. 614
 Крыжков Д.И. 672, 827
 Крюков Р.Н. 180, 200, 210, 237, 731
 Кудасов Ю.Б. 212, 674
 Кудрин А.В. 154, 180, 184, 214, 220, 627, 639, 679, 741
 Кудрявцев К.Е. 540, 547, 672, 676, 747, 827, 837, 839
 Кудряшов М.А. 670
 Кузин С.В. 403, 446
 Кузнецов А.В. 164
 Кузнецов В.А. 678
 Кузнецов В.И. 74
 Кузнецов Д.А. 334
 Кузнецов Ю.М. 594, 608, 679
 Кузнецова Т.А. 332, 334
 Кузьмин Л.С. 76, 78
 Кукушкин В.А. 681, 683
 Кукушкин И.В. 678, 795
 Кукушкин С.А. 745
 Кулагина М.М. 614
 Кулаков А.Б. 42
 Кулаков Д.А. 544
 Кулик Л.В. 678
 Куликов Е.Н. 602
 Куликов Н.С. 749
 Кулипанов Г.Н. 612
 Кунцевич А.Ю. 80
 Курбакова Н.Е. 656
 Курилович В.Д. 685, 687
 Курилович П.Д. 685, 687
 Курин В.В. 46, 70, 82, 120
 Курицын Д.И. 683
 Курочкин А.С. 606
Л
 Лаврухина Е.А. 803
 Ладугин М.А. 699, 753
 Ланцев Е.А. 608
 Лапицкая В.А. 332, 334
 Латышев А.В. 781
 Лебедев С.П. 307
 Лебедев А.А. 307
 Лебедин М.А. 172
 Лебедин Т.А. 172
 Левицкий Я.В. 604
 Левичев С.Б. 574
 Леонтьев А.П. 251
 Лесников В.П. 154, 180, 182, 210, 237, 594
 Лискин Д.А. 336
 Лобаев М.А. 689, 691, 773
 Лобанов Д.Н. 540, 556
 Лобанов И.С. 269
 Лобода И.П. 415, 417
 Логинов Б.А. 338
 Логунов А.А. 670
 Логунов М.В. 212, 216
 Лодыгин А.Н. 612
 Лозовик Ю.Е. 56, 58, 60
 Ломов А.А. 198
 Лопатин А.Я. 405, 438, 452, 454
 Лоскутов Е.М. 664
 Лотин А.А. 241
 Лубов М.Н. 428
 Лузанов В.А. 249
 Лунегов В.А. 530
 Лучин В.И. 405, 438, 454
 Лызлова Е.В. 753
 Львова Т.В. 552
 Лю М. 96
 Лядов Н.М. 48
 Ляпилин И.И. 218
М
 Мазо Л.А. 397
 Мазов Л.С. 84
 Макаров И.В. 212, 674
 Максимов М.В. 614
 Максимова Г.М. 528
 Максимова И.К. 247
 Малеев Н.А. 793
 Маликов И.В. 229, 297, 342
 Малин Т.В. 695
 Малышев А.И. 656, 693
 Малышев И.В. 456, 458

- Малышева Е.И. 220
 Мамаев В.В. 532
 Мамин Р.Ф. 222
 Мансуров В.Г. 695
 Мануйлович Е.А. 192
 Мараров В.В. 319
 Маремьянин К.В. 554, 697, 797
 Маренкин С.Ф. 162
 Марин Д.В. 560
 Маркелов А.С. 430, 484
 Маркелов В.А. 120
 Мармалюк А.А. 676, 699, 753
 Мартовицкий В.П. 80
 Марычев П.М. 86
 Маслаков К.И. 190, 241
 Маслеников И.И. 340
 Маслов Д.А. 212, 674
 Мастеров Д.В. 44, 88, 106, 112
 Масюгин А.Н. 140
 Матецкий А.В. 354, 701
 Махов И.С. 793
 Машин А.И. 670, 837
 Машинский К.В. 785
 Мелентьев Г.А. 817
 Мелешко Т.К. 363
 Мельников А.С. 90, 96
 Мельникова Н.В. 162
 Метлов К.Л. 224
 Мизеров А.М. 703
 Мильков А.В. 436, 440
 Миляев М.А. 225, 247
 Мингалева А.Е. 462, 480
 Минтаиров С.А. 614
 Миньков Г.М. 705
 Миргородская Е.Н. 365
 Мирлин А.Д. 643
 Миронов В.Л. 166, 168, 170, 227, 301, 315, 358, 360
 Миронов С.В. 90
 Митенкин А.В. 787
 Митрофанов А.В. 401
 Митрофанов М.И. 604
 Михайленко М.С. 436, 460, 488
 Михайлов А.Н. 112, 717, 775
 Михайлов Г.М. 208, 229, 297, 342
 Михайлов М.Ю. 122
 Михайлов Н.Н. 551, 554, 569, 578, 591, 593, 635, 637, 650, 674, 705, 707, 747, 749, 767, 843
 Михалевский В.А. 190, 241
 Михалюк А.Н. 305, 354
 Мицкан В.А. 40
 Мишин А.В. 666
 Мишина Е.Д. 243
 Моисеев Э.И. 614
 Моисеенко И.М. 709
 Молдавская Л.Д. 646
 Молдавская М.Д. 817
 Моллаев А.Ю. 162
 Морозов А.И. 231, 775
 Морозов И.В. 96
 Морозов М.Ю. 709
 Морозов П.В. 92
 Морозов С.В. 112, 534, 600, 637, 650, 652, 672, 747, 749, 827, 839
 Морозова А.С. 317
 Морозова Е.А. 255
 Морозова Е.Е. 815, 837
 Москвин А.С. 72, 152
 Мочалов Л.А. 670
 Мошкова М.А. 92
 Музыченко Д.А. 291
 Мурзина Т.В. 233, 251, 277
 Мухин А.С. 76
 Мухин Д.Н. 664
 Мягков А.Н. 381
 Мяконьких А.В. 737
- Н**
- Найденов П.Н. 233
 Напольский К.С. 251
 Насибуллин А.Г. 620
 Наумова Л.И. 225, 247
 Неверов В.Н. 576, 711, 843
 Нежданов А.В. 670, 731, 837
 Некипелов С.В. 480
 Некоркин С.М. 545, 547, 589, 625, 683, 757, 811
 Некрасов С.В. 819
 Ненашев А.В. 765
 Нефедов С.Г. 245
 Нефедов Ю.А. 795
 Нечай А.Н. 397, 424, 464, 472, 474, 476, 494
 Нечай Н.Н. 466
 Никируй К.Э. 257
 Никитенко Ю.В. 196
 Никитин А.А. 271, 299
 Никитина Е.В. 703, 745
 Никитов С.А. 158, 206, 216, 235, 261, 263, 275
 Николаев С.Н. 190, 241, 257, 713, 715
 Николенько А.Д. 397
 Николитчев Д.Е. 200, 210, 237
 Никольская А.А. 717
 Никулин Ю.В. 239
 Новиков А.В. 540, 547, 556, 676, 699, 713, 759, 765, 769, 815, 833, 835, 837
 Новиков А.С. 336, 344
 Новиков В.Б. 251
 Новиков И.И. 606
 Новиков М.А. 719
 Новиков С.Н. 564
- О**
- Новицкий Н.Н. 158, 160, 245
 Новодворский О.А. 190, 241
 Ноздрин Ю.Н. 96, 112, 120
 Нургазизов Н.И. 142, 148, 346
- О**
- Оболенская Е.С. 648, 727
 Оболенский С.В. 566, 623, 648, 743, 801
 Образцова Е.Д. 620
 Обьедков А.М. 322, 480
 Овсянников Г.А. 94, 279
 Овчаренко С.В. 243
 Огнев А.В. 206, 263
 Одинцов С.А. 261
 Окороков М.С. 218
 Оладышкин И.В. 721
 Олянич Д.А. 319
 Онищенко Е.Е. 713, 715
 Орешкин С.И. 291
 Орешкин А.И. 291
 Орлов Л.К. 723
 Орлов М.Л. 723
 Осипов В.Ю. 629
 Охапкин А.И. 725
- П**
- Павельев Д.Г. 648, 727
 Павлов В.В. 245
 Павлов Д.А. 574, 717
 Павлов С.А. 44, 88, 106, 112
 Павлов С.Г. 612, 821
 Павлова А.Ю. 247
 Павлова Т.В. 313, 328, 348
 Павловский В.В. 797
 Падалица А.А. 699, 753
 Пальянов Ю.Н. 739
 Паневин В.Ю. 793, 817
 Панкратов А.Л. 42, 44, 78, 106
 Панов Ю.Д. 72, 152
 Пантелеев В.Н. 552
 Папроцкий С.К. 536, 538
 Парафин А.Е. 44, 88, 106, 112, 220, 237
 Паршина Л.С. 241
 Парьев Д.Г. 436, 438
 Парьев Д.Е. 397, 413, 466, 476, 478, 494
 Пашенькин И.Ю. 731, 757
 Пашин Д.С. 64
 Пашкевич М.В. 245
 Паюсов А.С. 614
 Перекалов А.А. 474
 Перов А.А. 255
 Перцов А.А. 403, 432, 446
 Пестов А.Е. 434, 436, 452, 456, 460, 488
 Пестов Е.Е. 96, 120
 Петржик А.М. 94

- Петров А.Б. 350
 Петров А.С. 729
 Петров И.А. 407
 Петров С.И. 532
 Петров Ю.В. 178
 Петрова О.В. 462, 480
 Петруша С.В. 34
 Петрушков М.О. 526
 Петухов Д.С. 68
 Пилипчук А.С. 558
 Пиманов Д.А. 78
 Пирмагомедов З.Ш. 162
 Пирожков А.С. 418
 Писарев Р.В. 245
 Планкина С.М. 731
 Платонов А.В. 212, 662
 Платонов В.В. 674
 Плеханова Д.Д. 146, 273
 Плешков Р.С. 397, 411, 413, 436, 438, 464
 Погосов В.В. 56, 58, 60
 Подгорных С.М. 576, 843
 Позина Г. 604
 Ползикова Н.И. 249
 Полищук О.В. 733
 Полковников В.Н. 397, 409, 411, 413, 426, 438, 464, 466, 486, 494
 Поляков В.В. 360
 Полякова В.В. 352
 Помозов А.Р. 251
 Пономарев Д.С. 797
 Попов А.А. 608
 Попов В.В. 709, 733, 785
 Попов В.Г. 735
 Попов М.Р. 843
 Попов В.П. 737, 739
 Порошин В.Н. 558
 Порцель Л.М. 612
 Постников В.В. 741
 Потапов А.А. 297
 Потехин А.А. 623
 Поткина М.Н. 269
 Преображенский В.В. 658
 Пресняков М.Ю. 257
 Проглядо В.В. 192, 225, 247
 Прокопов А.Р. 259
 Протогенов А.П. 777
 Прохоров А.С. 620, 622
 Прохоров Д.С. 741
 Прудкогляд В.А. 80
 Пручкина А.А. 715
 Пугач Н.Г. 98
 Пудонин Ф.А. 144, 253
 Пузанов А.С. 623, 743
 Пунегов В.И. 442, 444, 468
 Путилов А.В. 369
 Пулято М.А. 526, 658
 Пушкина М. 194
- Пятайкин И.И. 249
 Пяткин С.В. 229, 342
- Р**
 Рабинович Д.С. 100
 Рагозин Е.Н. 418, 420, 422
 Радишев Д.Б. 689, 691, 829
 Радкевич А.А. 30
 Раевский А.О. 249
 Раздольский И. 277
 Рай Д.Б. 229
 Рай Д.П. 342
 Ральченко В.Г. 536
 Рассадин А.Э. 297
 Рахмонов И.Р. 102, 104
 Рева А.А. 415, 417
 Ревин Л.С. 42, 106
 Ревин М.В. 646
 Резван А.А. 326
 Резник А.Н. 360, 660
 Резник Р.Р. 672, 745, 761, 827, 839
 Ремесник В.Г. 560, 707
 Ремизов С.В. 58
 Реунов Д.Г. 547
 Решетов В.Н. 340
 Рогов В.В. 176, 182, 295
 Родин К.М. 104
 Родин С.Н. 604
 Родионов Н.Б. 536
 Роженцов И.А. 825
 Романов Н.Г. 542
 Рудаков К.И. 66
 Руденко К.В. 737
 Рудин С.А. 765
 Рульков А.С. 255
 Румянцев В.В. 534, 650, 652, 697, 747, 749
 Рут О.Э. 705
 Рыбина У.И. 140
 Рыбкина А.А. 383
 Рыбковский Д.В. 620
 Рыжанова Н.В. 156
 Рыков А.В. 547, 751
 Рыльков В.В. 190, 241, 257
 Рябинин И.С. 664
 Рябова М.А. 373
 Рябова Л.И. 44, 569
 Рябоштан Ю.Л. 676, 699, 753
 Рябухина М.В. 192
 Рязанов В.В. 108
- С**
 Сабина И.В. 560
 Сабликов В.А. 755
 Савельев А.П. 576
 Савельев Д.В. 146, 273
 Савинов Д.А. 112
 Савицкий А.О. 190, 192, 241
- Савочкин И.В. 259
 Савченко М.Л. 578
 Садовников А.В. 206, 235, 261, 263
 Сайпулаева Л.А. 162
 Салашенко Н.Н. 397, 399, 405, 411, 413, 424, 426, 434, 438, 454, 456, 464, 466, 470, 472, 474, 476, 494
 Самардак А.С. 206, 263
 Самардак А.Ю. 263
 Самарин А.Н. 584
 Самарцев И.В. 625, 757, 811
 Самосват Д.М. 629, 813
 Самохвалов А.В. 90, 114, 120
 Сапожников М.В. 166, 168, 265, 295, 315, 358, 360
 Саранин А.А. 305, 319, 354, 701
 Сарбей О.Г. 558
 Сарвадий С.Ю. 303, 324, 356, 379
 Сатанин А.М. 54, 64
 Сато Т. 277
 Сафончик М.О. 98
 Сахаров В.К. 158, 160, 275
 Сахоненков С.С. 789
 Светлов А.С. 212, 674
 Свечников М.В. 397, 411, 413, 438, 464, 476, 478, 494
 Свечников М.Н. 466
 Свинцов Д.А. 729
 Сдобняков В.В. 741
 Седова И.В. 817
 Селванов Ю.Г. 80
 Селезнев А.Ф. 664
 Селищев С.В. 202
 Семенов А.В. 584
 Семенов А.Г. 30
 Семенов В.Н. 381
 Семенов Н.М. 322
 Семенова Е.М. 243
 Семягин Б.Р. 526, 658
 Сенокосов Э.А. 787
 Сергеев И. 490, 492
 Сергеев С.М. 612, 759, 769
 Сергеев Ю.А. 721
 Сертсу М.Г. 411, 413
 Сибельдин Н.Н. 556, 668
 Сибирев Н.В. 761
 Сивков В.Н. 462, 480
 Сидоренко К.В. 763
 Сидоров Г.Ю. 560
 Сидоров Ю.Г. 560
 Сидорова М.В. 32
 Ситников А.В. 257
 Ситников М.Н. 140
 Скирдков П.Н. 383
 Скориков М.Л. 556

Скороходов Е.В. 88, 170, 265, 301, 315, 358, 360, 725, 769, 837
 Скороходов Е.Е. 815
 Скороходов Е.С. 313
 Случанко Н.Е. 164, 186, 584
 Смагина Ж.В. 765
 Сметрин Р.М. 482
 Смирнов Г.В. 490
 Смирнов К.В. 92
 Смирнова И.А. 448, 450
 Смотрин Д.С. 646
 Снигирев А.А. 450
 Снигирева И.И. 450
 Соболев М.С. 703
 Соколов А. 411, 413
 Соловьев В.А. 633
 Соснов Е.А. 362
 Софронов А.Н. 791
 Сошников И.П. 745, 761
 Спирин К.Е. 767
 Сташкова В.В. 150
 Стеблій М.Е. 206, 263
 Степанов А.В. 297
 Степанов А.Н. 721
 Степихова М.В. 759, 765, 769
 Стогний А.И. 158, 160, 235, 245, 275, 277
 Строганов П.Л. 116
 Струля И.Л. 436, 440
 Ступакевич А. 277
 Судиловская К.А. 332, 334
 Султанов Д.Б. 771
 Сурдин О.М. 212, 674
 Суровегина Е.А. 660, 773, 829
 Суханов Г.В. 162
 Суханова Т.Е. 34, 334, 363
 Сухоруков А.В. 587
 Сылгачева Д.А. 259

Т

Таланов Ю.И. 48, 118
 Талденков А.Н. 257
 Тарасенко С.А. 551
 Тарасова Е.А. 564
 Татаринев Е.Е. 604
 Татарский Д.А. 178, 322, 494
 Тебеньков А.В. 162
 Темиряев А.Г. 293, 365
 Темиряева М.П. 249, 365
 Терещенко О.Е. 377, 383, 572, 823
 Тетельбаум Д.И. 112, 717
 Тийс С.А. 695
 Тимошнев С.Н. 703
 Тихов С.В. 775
 Ткач Ю.Я. 755
 Токман М.Д. 721
 Толкачев Д.С. 180

Толстихина А.Л. 367
 Тонких А.А. 620
 Горопов А.И. 585, 771
 Горопов М.Н. 399, 434, 456
 Трифонов А.В. 446
 Трухан В.М. 719
 Трушин В.Н. 430, 484, 627, 741
 Трушин С.А. 295
 Тупчая А.Ю. 305, 319, 354
 Туркевич Р.В. 777, 779
 Турыгин А.П. 385

У

Убийвовк Е.В. 672, 761
 Углов В.В. 332, 334
 Удалов О.Г. 267
 Ужаков И.Н. 707
 Уздин В.М. 269
 Уласевич С.А. 379
 Улитко В.А. 72
 Ульянов А.С. 415, 417
 Усанов Д.А. 670
 Усачев П.А. 245
 Усеинов А.С. 299, 340
 Усикова А.А. 817
 Усов Ю.В. 574
 Успенская Ю.А. 542
 Уставщиков С.С. 112, 120, 369
 Устинов А.Б. 271
 Устинов В.В. 225, 247
 Утас Т.В. 319
 Уткин Д.Е. 769, 781
 Уточкин В.В. 749
 Ушаков В.В. 556
 Ушаков Д.В. 545, 783, 797

Ф

Фаддеев М.А. 322
 Фаддеев М.А. 650, 652, 749
 Фаддеев М.И. 747
 Фатеев Д.В. 733, 785
 Федоров Н.К. 28
 Федоров Ю.Ю. 602
 Федосенко Е.В. 695
 Федотов Н.И. 371
 Фейгин А.М. 664
 Фетисов Л.Ю. 146, 273
 Фетисов Ю.К. 273
 Фещенко В.С. 787
 Филатов Д.О. 336, 344, 373, 375, 627, 825
 Филатова Е.О. 789
 Филимонов Ю.А. 158, 160, 239, 275
 Филипов В.Б. 164, 186, 584
 Филиппов А.П. 363
 Фильнов С.О. 377
 Фирсов Д.А. 791, 793, 817
 Фирсов Д.Д. 633

Флоря И.Н. 122
 Фомин Л.А. 208, 229, 297, 342
 Фоминов Я.В. 116
 Фомичев С.А. 468
 Фраерман А.А. 176, 295
 Фролов Д.Д. 795
 Фролов К.В. 198
 Фролова Е.В. 693

Х

Хабибуллин Р.А. 783, 797
 Хазанова С.В. 544, 580, 799
 Хайес П. 146
 Хайм Д. 98
 Хаймович И.М. 124
 Хананова А.В. 801
 Харитонов В.А. 379
 Хвальковский Н.А. 538
 Хивинцев Ю.В. 158, 160, 239, 275
 Хмельницкий Р.А. 536
 Холин Д.И. 192
 Хомицкий Д.В. 779, 803
 Хохлов Д.Р. 44, 569
 Храмова О.Д. 241
 Храпай В.С. 34
 Хрыкин О.И. 596, 831
 Хышов А.А. 719

Ц

Цветков В.А. 556
 Цебро В.И. 620
 Цыбин Н.Н. 403, 405, 438, 452, 454
 Цылин Г.Э. 805
 Цыпленков В.В. 612, 807, 821
 Цырлин Г.Э. 672, 745, 761, 827, 839

Ч

Чайка А.Н. 381
 Чалков В.Ю. 627, 741, 751
 Чареев Д.А. 48
 Чарикова Т.Б. 68
 Чашин Д.В. 273
 Чеботкевич Л.А. 206, 263
 Ченцов С.И. 713, 715
 Чербыло Е.А. 190, 241
 Черненко А.В. 809
 Чернов М.Ю. 633
 Чернов А.И. 259
 Черноглазов К.Ю. 190, 241, 257
 Черных А.В. 208, 342
 Чернышев А.К. 488
 Чернышова Т.А. 247
 Чехов А.Л. 233, 277
 Чечурин Л.С. 604
 Чигинев А.В. 42, 76, 106

Чигинева А.Б. 589, 625, 757, 811
 Чижевский Е.Г. 80, 697
 Чижик С.А. 332, 334
 Чикалова-Лузина О.П. 813
 Чиненков М.Ю. 194
 Чичков Б.Н. 342
 Чичков В. 62
 Чопорова Ю.Ю. 612
 Чуев М.А. 198
 Чуйкин О.А. 126
 Чукланов А.П. 148
 Чулков Е.В. 383, 777
 Чумаков А.И. 490, 492
 Чупрунов Е.В. 430, 484
 Чурин С.А. 50, 128
 Чхало Н.И. 397, 399, 403, 405, 411, 413, 424, 434, 436, 438, 452, 454, 456, 458, 460, 464, 466, 470, 472, 474, 476, 478, 488, 494

Ш

Шадрин А.В. 94
 Шайхулов Т.А. 279
 Шалеев М.В. 547, 713, 769, 815
 Шальгин В.А. 817
 Шамес А.И. 629
 Шамирзаев Т.С. 524, 526, 819
 Шапиро Д.С. 58, 60
 Шапошников А.Н. 259
 Шараевская А.Ю. 235
 Шараевский Ю.П. 261
 Шастин В.Н. 612, 654, 807, 821
 Шаталов А.С. 188, 198
 Шатохин А.Н. 418, 420, 422

Шаферс Ф. 411, 413
 Шашкин В.И. 646, 660, 725, 773, 829
 Шашков И.В. 172
 Швец В.А. 707
 Швьдько Ю. 490, 492
 Шевцов О.О. 823
 Шевченко О.А. 612
 Шелушинина Н.Г. 68, 576, 711
 Шенгуров В.Г. 627, 741, 751
 Шенина М.Е. 336, 344, 375, 825
 Шепелянский А.Д. 593
 Шерешевский И.А. 82
 Шерман Е.Я. 803
 Шерняков Ю.М. 614
 Шерстнев И.А. 144, 253
 Шерстобитов А.А. 705
 Шикин А.М. 377, 383
 Шиманский В.И. 332, 334
 Широкова А.В. 178
 Шицевалова Н.Ю. 164, 186, 584
 Шкляев А.А. 781
 Шмагин В.Б. 835
 Шовкун А.Д. 42
 Шомысов Н.Н. 462, 480
 Штром И.В. 672, 761, 827, 839
 Штыгашев А.А. 52
 Шуб Б.Р. 303, 309, 356, 379
 Шубина К.Ю. 703
 Шукринов Ю.М. 102, 104, 130
 Шуман В.Б. 612
 Шур В.Я. 385
 Шур М.С. 729
 Шустин М.С. 40
 Шустова Е.Н. 462
 Шутов Г.М. 50

Щ

Щаврук Н.В. 797
 Щеглов М.П. 552
 Щепетильников А.В. 795

Э

Эйстрих-Геллер В.Ю. 699
 Энтин М.В. 591
 Эпов В.С. 530
 Эфендиева Т.Н. 162

Ю

Югова И.А. 618
 Юнин П.А. 88, 112, 322, 426, 547, 596, 646, 689, 691, 725, 829, 831, 833
 Юрасов Д.В. 547, 676, 699, 815, 833, 835, 837
 Юров А.С. 194

Я

Яблоков А.А. 42, 106
 Яблонский А.Н. 540, 610, 765, 769, 837, 839
 Якиманский А.В. 363
 Якимов Е.Б. 751
 Яковлев А.А. 305
 Яковлев В.А. 291
 Яковлев Д.Р. 259, 618, 819, 841
 Якубов Р.Р. 170
 Якунин М.В. 576, 843
 Якушев М.В. 560
 Якушенков П.О. 243
 Яминский И.В. 387
 Ясинская Д.Н. 70
 Яшанин И.Б. 295

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XXII Международного симпозиума

Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г.

Том 2: секция 3

Издается в авторской редакции

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 417-94-80 +101, (831) 417-94-76 +520, факс: (831) 417-94-74
e-mail: symp@nanosymp.ru

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times».
Уч.-изд. л. 43. Усл. п. л. 45,3. Заказ № 61. Тираж 350.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
Тел. (831) 465-78-25

Подготовка оригинал-макета к печати:
О.И. Гайкович, 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