

# **НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА**

**Труды XXI Международного  
симпозиума**

*13–16 марта 2017 г., Нижний Новгород*

*Том 2*

*Секция 3*

Нижний Новгород  
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского  
2017

УДК 538.9  
ББК 22.37; 22.33  
Н-25

**Труды XXI Международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника».** (Нижний Новгород, Н-25 13–16 марта 2017 г.) В 2 т. Том II. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2017. — 402 с.  
ISBN 978-5-91326-371-1

#### **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, Черногoловка
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, Черногoловка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черногoловка
Н.Н. Салашенко, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Н.Новгород
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
В.Б. Тимофеев, академик	ИФТТ РАН, Черногoловка
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**

Н.А. Байдакова,	ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Г. Беллюстина,	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 978-5-91326-371-1

ББК 22.37; 22.33

© Нижегородский госуниверситет  
им. Н.И. Лобачевского, 2017  
© Институт физики микроструктур РАН, 2017

# Симпозиум проводится при поддержке



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



Нижегородского государственного университета  
им. Н.И. Лобачевского,  
[www.unn.ru](http://www.unn.ru)



Российского фонда фундаментальных  
исследований,  
[www.rfbr.ru](http://www.rfbr.ru)



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



Группы компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс,  
[www.ntmdt-si.ru](http://www.ntmdt-si.ru)



ЗАО «Научное и технологическое оборудование»,  
[www.semiteq.org](http://www.semiteq.org)



ЗАО ОПТЭК  
[www.optec.ru](http://www.optec.ru)



ОАО «Завод ПРОТОН-МИЭТ»  
[www.z-proton.ru](http://www.z-proton.ru)



ЦТС «НАУКА»  
[www.cts-nauka.ru](http://www.cts-nauka.ru)



WITec GmbH ([www.witec.de](http://www.witec.de))  
Официальное представительство в России  
LOT-QuantumDesign in Russia



ООО «ЭрисКом»  
[www.ErisCom.ru](http://www.ErisCom.ru)



ООО «Серния»  
<http://sernia.ru/>



ООО «ТОКИО БОЭКИ (РУС)»  
[www.tokyo-boeki.ru](http://www.tokyo-boeki.ru)



ООО «Группа Ай-Эм-Си»  
<http://imc-systems.ru/>



ООО «Промэнерголаб»  
[www.czl.ru](http://www.czl.ru)



## **Секция 3**

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



# Terahertz radiation emission from graphene-channel field-effect transistor or CdHgTe structures with HgTe quantum wells

A.A. Dubinov<sup>1,\*</sup>, V.Ya. Aleshkin<sup>1</sup>, D. Yadav<sup>2</sup>, J. Mitsushio<sup>2</sup>, Y. Tobah<sup>3</sup>, G. Tamamushi<sup>2</sup>, T. Watanabe<sup>2</sup>, H. Wako<sup>2</sup>, A. Satou<sup>2</sup>, M. Suemitsu<sup>2</sup>, T. Suemitsu<sup>2</sup>, H. Fukidome<sup>2</sup>, M. Ryzhii<sup>4</sup>, V. Ryzhii<sup>2, 5</sup>, T. Otsuji<sup>2</sup>

1 IPM RAS, Akademicheskaya st., 7, Nizhny Novgorod, Russia, 607680.

2 RIEC, Tohoku University, Sendai, Japan, 980-8577.

3 Dept. E.C.E., University of Texas, Austin, TX, USA

4 Dept. C.S.E., University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Fukushima, Japan, 965-8580.

5 IUHFSE RAS, Nagorny st., 7/5, Moscow, Russia, 117105.

\*sanya@ipmras.ru

This work reviews recent advances in the research and development towards the graphene-based or HgTe quantum well (QW)-based terahertz (THz) lasers. A distributed-feedback (DFB) dual-gate graphene channel field-effect transistor was fabricated as a current-injection terahertz laser. A single mode emission at 5.2 THz was observed at 100 K beyond the threshold carrier injection level. Spectral narrowing with increasing the carrier injection around the threshold was also observed. The result is still preliminary level but the linewidth fairly agrees with numerical simulation based on DFB- Fabry-Perrot hybrid-mode modeling. Also the modal gain was calculated and analyzed for terahertz lasers based on HgCdTe heterostructures with HgTe QWs.

## Introduction

Currently compact terahertz radiation sources are enjoyed very much in demand. Quantum cascade lasers (QCLs) reached the most progress in this area, but there is the terahertz frequency region (5 – 12 THz) in which the generation of QCLs is impossible due to the strong phonon absorption in A3B5 semiconductors.

On the other hand, ternary semiconductor compounds with heavier elements, in particular HgCdTe have lower phonon frequencies (3 – 5 THz), variable bandgap energy covering the wide spectral range 0 – 1.6 eV. This allows the radiation emission to terahertz frequency range by interband optical transitions at non-equilibrium pumping.

Also optical and/or injection pumping of graphene can enable negative-dynamic conductivity in the terahertz (THz) spectral range. This may lead to new types of THz lasers [1]. In the graphene structures with p-i-n junctions, the injected electrons and holes have relatively low energies compared with those in optical pumping, so that the effect of carrier cooling can be rather pronounced, providing a significant advantage of the injection pumping in realization of graphene THz lasers. We implement a forward-biased graphene structure with a lateral p-i-n junction in a distributed-feedback dual-gate graphene-channel field-effect transistor (DFB-DG-GFET) and experimentally observe a single mode emission at 5.2 THz at 100 K.

## Graphene device fabrication and experimental results

Graphene was synthesized by the thermal decomposition of a C-face 4H-SiC substrate [2]. The Raman spectrum confirmed a high-quality, a few layer non-Bernal stacked graphene (see Fig. 1(a)). The GFET was fabricated using a standard photolithography and a gate stack with a SiN dielectric layer, providing an excellent intrinsic field-effect mobility exceeding  $10^5$  cm<sup>2</sup>/Vs at 300 K at the maximal transconductance. A pair of teeth-brush-shaped gate electrode was patterned to form a DFB cavity in which the active gain area and corresponding gain coefficient are spatially modulated [3] (see Figs. 1(b), (c)). Designed grating period  $\Lambda$ , the effective refractive index  $n_{eff}$ , the Bragg wavelength  $\lambda_B$ , and the principal mode  $f_P$  are 12  $\mu$ m, 2.52, 60.5  $\mu$ m, and 4.96 THz, respectively. The device exhibited ambipolar behaviors on its current-to-gate-voltages ( $V_{g1}$ ,  $V_{g2}$ ) characteristics (see Fig. 2(a)). With a complementary biased  $V_{g1}$  and  $V_{g2}$  with a positive drain-source bias  $V_{ds}$  the carrier population can be inverted [1]. THz emission from the sample was measured at 300 and 100 K using a Fourier-transform spectrometer with a 4.2 K cooled Si bolometer. The background blackbody radiation was first observed under the zero-bias condition, which was subtracted from the one observed under biased conditions.

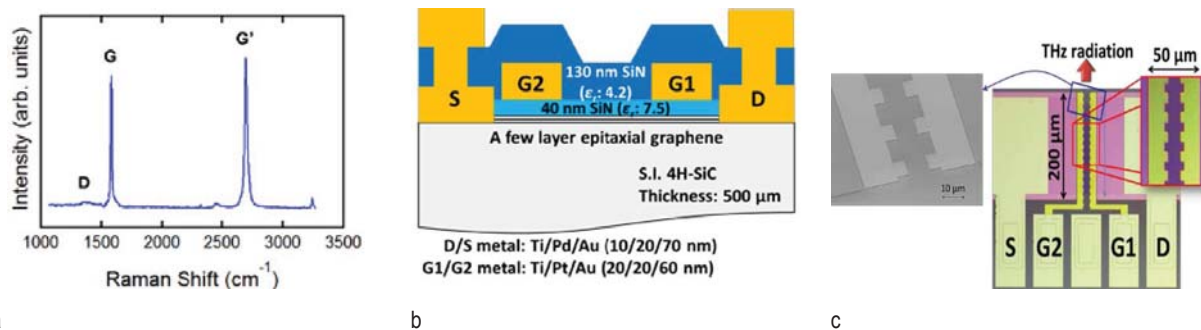


Fig. 1. (a) Raman spectrum of the epitaxial graphene on 4H-SiC. (b) Device cross-section. (c) Device SEM and photo images.

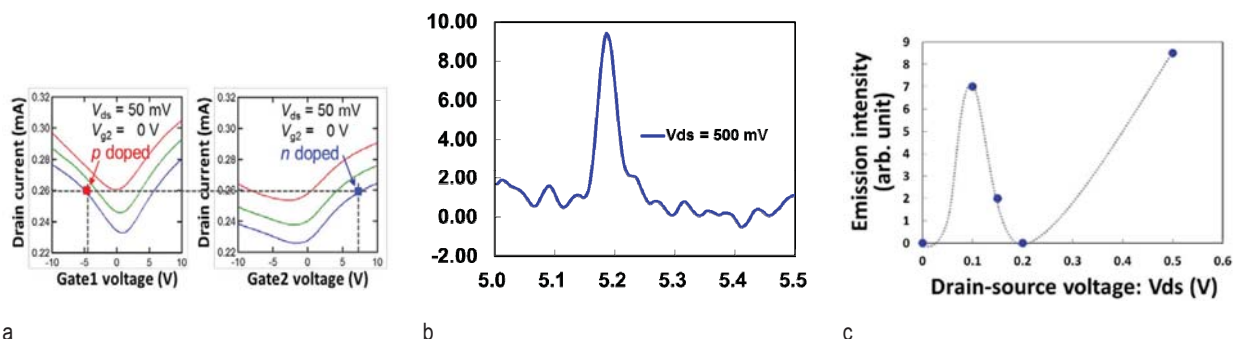


Fig. 2. (a) Measured ambipolar current-voltage characteristics for G1 and G2 voltages. The square dots are typical points for symmetric electron/hole injections. (b) Observed emission spectra at 100 K. (c) The THz emission intensity vs.  $V_{ds}$ .

No distinctive emission at 300 K, but rather sharp single mode emission at 5.2 THz was observed at 100 K (see Fig. 2(b)) when  $V_{ds}$  is positively applied to a certain level under symmetric electron and hole injection conditions. The single mode emission exhibits a non-monotonic threshold-like behavior with the highest intensity  $\sim 10 \mu\text{W}$ , reflecting the carrier over-cooling effect under weak pumping [1] (see Fig. 2(c)). Spectral narrowing with increasing the carrier injection around the threshold was also observed. The emission spectra at  $V_{ds} = 0.5 \text{ V}$  can fit to the Lorentzian curve with a Q factor of 170 (a linewidth of 30.6 GHz). The modal gain of the in-plane waveguided modes in the DFB-DG-GFET was analyzed by taking account of the DFB and the DG-stripline-induced in-plane Fabry-Perot hybridized cavity structures. The results fairly agree with the experimental results. According to the simple formula for gain in lasers [4], the modal gain is estimated to be about  $5 \text{ cm}^{-1}$ .

### Calculation of modal gain in terahertz HgTe QW-based lasers

We have calculated matrix elements for the electron – hole interband transitions in HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te struc-

ture with HgTe QW using  $8 \times 8$  Kane model that takes into account the symmetry-enforced light hole–heavy hole mixing at the quantum well interfaces. We have shown that real part of the surface conductivity of a non-equilibrium electron-hole system in this structure can be comparable with the value of real part of the surface conductivity for graphene. We have found that modal gain for a structure with 5 HgTe QWs of the 5.2 nm width can be  $33 \text{ cm}^{-1}$  at 9 THz.

*This work was supported by RFBR (№№ 15-02-08274, 17-52-50065) and JSPS KAKENHI No. 16H06361.*

### References

1. V. Ryzhii et al. // J. Appl. Phys., V. 110, 094503 (2011).
2. H. Fukidome et al. // Appl. Phys. Lett., V. 101, 041605 (2012).
3. B.S. Williams et al. // Opt. Lett., V. 30, 2909 (2005).
4. B.W. Hakki and T.L. Paoli. // J. Appl. Phys., V. 46, 1299 (1975).



# Temperature-driven single-valley Dirac fermions in HgTe quantum wells

S.A. Dvoretiskii<sup>1</sup>, S. Ruffenach<sup>2</sup>, S.S. Krishtopenko<sup>2,3</sup>, C. Consejo<sup>2</sup>, M. Marcinkiewicz<sup>2</sup>, A.M. Kadykov<sup>2,3</sup>, W. Knap<sup>2</sup>, S.V. Morozov<sup>3</sup>, V.I. Gavrilenko<sup>3</sup>, N.N. Mikhailov<sup>1</sup>, F. Teppe<sup>2,§</sup>

<sup>1</sup> Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, pr. Akademika Lavrent'eva 13, Novosibirsk, 630090 Russia

<sup>2</sup> Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, University of Montpellier, 34095 Montpellier, France

<sup>3</sup> Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-105, 603950 Nizhni Novgorod, Russia

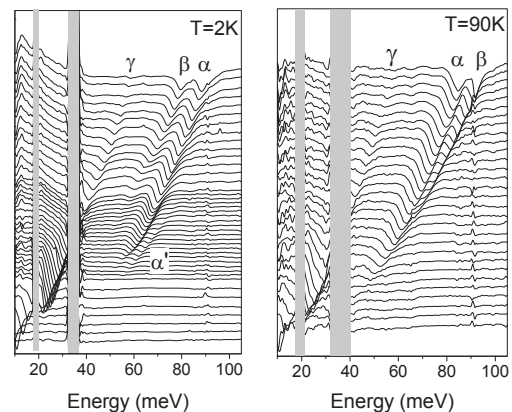
§ frederic.teppe@umontpellier.fr

We report on temperature-dependent magneto-absorption spectroscopy of two HgTe/HgCdTe quantum wells above the critical well thickness  $d_c$ . Our results, obtained in magnetic fields up to 16 T and temperature range from 2 K to 150 K, clearly indicate a change of the band-gap energy with temperature. The sample with inverted band structure evidences a temperature-driven transition from topological insulator to semiconductor phases. At the critical temperature of 90 K, the merging of inter- and intra-band transitions in weak magnetic fields clearly specifies the formation of gapless state, revealing the appearance of single-valley massless Dirac fermions. The energies extracted from experimental data, are in good agreement with calculations on the basis of the 8-band Kane Hamiltonian with temperature-dependent interface and material parameters.

Within the last decade, realizations of Dirac fermions (DFs) have been extensively studied in condensed matter systems (1). This study began with the discovery of graphene hosting two-dimensional (2D) massless DFs coming from two non-equivalent valleys (2). HgTe quantum wells (QWs) were the first system, in which single valley 2D DFs were experimentally demonstrated (3). As the QW width  $d$  is varied, the first electron-like subband ( $E1$ ) crosses the first heavy-hole-like subband ( $H1$ ) (4). When  $d$  exceeds a critical width  $d_c$  the  $E1$  subband drops below the  $H1$  subband and the 2D system has inverted band ordering with a 2D TI phase. Below  $d_c$  a trivial semiconductor phase is obtained with conventional alignment of electronic states. At the critical thickness  $d_c$ , a topological phase transition occurs with realization of single valley massless DFs.

Here, we report on the first unambiguous observation of the topological phase transition induced by temperature in HgTe QWs by Far Infrared (FIR) magneto-absorption spectroscopy. We show the successive appearance of three phases with increasing temperature, starting from the TI phase below the critical temperature  $T_c$ , reaching the critical gapless DF state at  $T_c = 90$  K, and finally entering into the semiconductor (SC) phase above  $T_c$ . Through inter- and intra-band optical transitions between Landau levels (LLs), we investigated the temperature evolution of the band structure of 8 nm wide HgTe/Cd<sub>0.8</sub>Hg<sub>0.2</sub>Te QW with the In-doped barriers, grown on CdTe buffer oriented along (013) crystallographic direction. The QW width exceeds calculated  $d_c \approx 6.6$  nm at 4.2 K for the sample, thus, it has an inverted band structure.

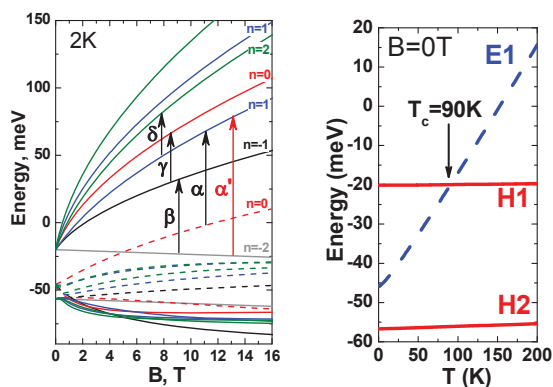
Our magneto-optical results are compared with the electric-dipole transition energies between LLs calculated by using the 8-band Kane Hamiltonian adapted for (013)-oriented heterostructures with temperature-dependent interface and material parameters (5).



**Fig. 1.** Waterfall plot of typical THz magneto-absorption spectra (shown for 2 K and 90 K) from 0.5 T (first plot at the bottom) to 16 T (last plot on the top). Features appearing at about 90 meV are due to a harmonic replica of 50 Hz noise. The shaded areas correspond to reststrahlen bands.

Figure 1 presents transmission spectra at different values of magnetic field. Magneto-optical absorption measurements were carried out by using a Fourier transform spectrometer coupled to a 16 T superconducting coil. All spectra were normalized by the sample transmission at  $B = 0$  T. The sample was completely opaque in the range of the reststrahlen bands for HgTe, Cd<sub>0.8</sub>Hg<sub>0.2</sub>Te (the barriers), CdTe (buffer) and GaAs (substrate), these bands are indicated by the shaded areas.

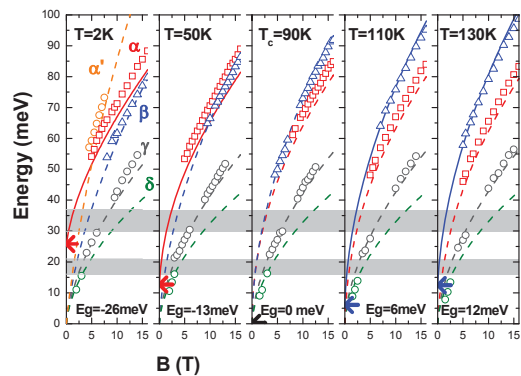
Figure 2 shows LLs for our sample calculated at 2 K. The 4 most intense allowed optical transitions expected to be observed in our sample are: the  $\alpha$  and  $\beta$  transitions from zero-mode LLs and the cyclotron transitions, marked as  $\gamma$  and  $\delta$  in Fig. 2. At 2 K, an additional intra-band  $\alpha'$  transition arises (6). We note that such transition is forbidden in the Kane model without corrections, resulting from the lack of bulk inversion asymmetry (BIA) even beyond the axial approximation. The BIA results in the anticrossing of LLs with indices  $n=-2$  and  $n=0$  (7), while the  $\alpha'$  transition becomes active. Experimental data are in good agreement with calculated optical transitions as shown in Fig. 3. The first experimental fingerprint of a TI phase, is the appearance of the  $\alpha'$  transition (6,7) that was followed up to 30K in our data.



**Fig. 2.** (The left-handed panel) Landau Levels fan chart at 2 K. The  $H1$  and  $H2$  subbands are represented by straight lines, while dashed lines are used for the  $E1$  subband. The optical transitions, active in electric-dipole approximation, are depicted by arrows. The LLs colors correspond to the LLs indexes: grey for  $n=-2$ , black for  $n=-1$ , red for  $n=0$ , blue for  $n=1$  and green for  $n=2$ . (The right-handed panel) Band edge of the electron-like  $E1$ , heavy-hole-like  $H1$  and  $H2$  subbands at the  $\Gamma$  point as a function of temperature at zero magnetic field. A crossing of  $E1$  and  $H1$  subbands arises at the critical temperature  $T_c = 90$  K.

A distinctive characteristic of massless particles is square-root dependence of energies of LL transitions on magnetic field (2). However, linear subband dispersion in HgTe QWs exists only in the vicinity of the  $\Gamma$  point. At large values of quasimomentum  $k$ , the terms, proportional to  $k^2$ , in the Hamiltonian become relevant (3,4). The latter gives rise to the square-root behaviour of LL transitions in weak magnetic fields only, while at high magnetic fields, the linear dependence should be seen. A more representative characteristic of gapless state in HgTe QWs is the behaviour of electric-dipole transitions from the zero mode LLs. If the band structure is inverted, the  $\alpha$  transition leans towards the band-

gap energy when the magnetic field tends to zero, while the energy of  $\beta$  transition vanishes. At direct band ordering, the transition behavior in weak magnetic fields is reversed: the band gap is cut-off energy for the  $\beta$  transition, when the  $\alpha$  transition tends to zero. In the gapless state, these two transitions should have the same dependence on magnetic field in weak magnetic fields, merging if magnetic field goes to zero. The latter is clearly seen in magnetoabsorption spectra at 90 K that indicates temperature-induced massless DFs.



**Fig. 3.** Magneto-absorption experiments on sample B. The  $\alpha'$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  and  $\delta$  calculated transitions are shown in solid lines in orange, red, dark grey and green respectively. Experimental data are represented by circles for  $\alpha'$ ,  $\gamma$  and  $\delta$  transitions, by squares and triangles for  $\alpha$  and  $\beta$  transitions respectively. The value of the band-gap ( $E_g$ ) at the  $\Gamma$  point of the Brillouin zone is shown by red and blue arrows respectively for negative and positive values, and black for the gapless state. Shaded areas give an indication of the position of the reststrahlen bands.

*This work was supported by the CNRS through LIA TeraMIR project, by Languedoc-Roussillon region via the "Terapole Gepeto Platform", by Eranet-Rus-Plus European program "Terasens", the Russian Foundation for Basic Research (#16-02-00672, #15-52-16017) and by Russian Ministry of Education and Science (MK-1136.2017.2).*

## References

1. T.O. Wehling et al. // *Adv. Phys.* **76**, 1 (2014).
2. K.S. Novoselov et al. // *Nature (London)* **438**, 197 (2005).
3. B. Büttner et al. // *Nat. Phys.* **7**, 418 (2011).
4. B.A. Bernevig et al. // *Science* **314**, 1757 (2006).
5. S.S. Krishtopenko et al. // *Phys. Rev. B* **94**, 245402 (2016).
6. M. Zholudev et al. // *Phys. Rev. B* **86**, 205420 (2012).
7. M.S. Zholudev et al. // *JETP Lett.* **100**, 790 (2015).

# Surface Morphology of Light Trapping Structure for Si Crystalline Thin Film Solar Cells formed using a Ge(Si) Dot Mask Grown by SS MBE

A. Hombe<sup>1\*</sup>, Y. Kurokawa<sup>1</sup>, D.V. Yurasov<sup>2</sup>, M.V. Shaleev<sup>2</sup>, E.E. Morozova<sup>2</sup>,  
A.V. Novikov<sup>2</sup>, N. Usami<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Nagoya University, Furocho, Chikusa-ku, 464-8603 Nagoya, Japan.

<sup>2</sup> IPM RAS, Academicheskaya 7, v. Afonino, Kstovsky district, Nizhny Novgorod region, 603087, Russia

\* - hombe.atsushi@h.mbox.nagoya-u.ac.jp

Light trapping structure was fabricated on crystalline silicon wafers by KOH selective etching using Ge(Si) dots as an etching mask. In this method, the Ge(Si) self-assembled dot structure was fabricated by solid source MBE. The parameters of such nanostructure after etching can be controlled by changing the dot layer growth conditions. Reduction of reflectivity was successfully confirmed in the samples with nanostructures after KOH etching. According to the Mie scattering theory, the sample with islands with size close to the wavelength of incident light can reduce its reflectivity effectively. It is considered that island's size of nanostructure is the important factor for minimization of reflectivity in each range of wavelengths. The control of size distribution of the nanostructures is the key to further reduction of the reflectivity in the wide range of wavelengths.

## Introduction

Current general surface morphology of crystalline silicon solar cells is a random pyramid texture prepared by alkaline etching. This structure extends the optical path length of the incident light and increases the light absorption in the solar cell [1]. The random pyramid structure, however, needs more than 20  $\mu\text{m}$  margin on the surface of the Si wafer for etching. If a Si cell becomes thinner and the margin for etching will be equivalent to the thickness of cell, it is difficult to fabricate conventional random pyramid structure on a Si surface. Therefore, a new light trapping structure with smaller etching margin is needed. For this purpose, we have recently proposed to utilize the self-assembled Ge dots as alkaline etching masks and showed the fundamental fabrication mechanisms of light trapping nanostructure using the Ge dot mask grown by gas source MBE (GS MBE) [2]. In this research, Ge dots were grown by solid source MBE (SS MBE) to permit independent control of the growth temperature and growth rate. The growth temperature was chosen to be approximately within the same temperature range as in the previous paper [2], and the difference between solid and gas source MBE was investigated.

## Methods

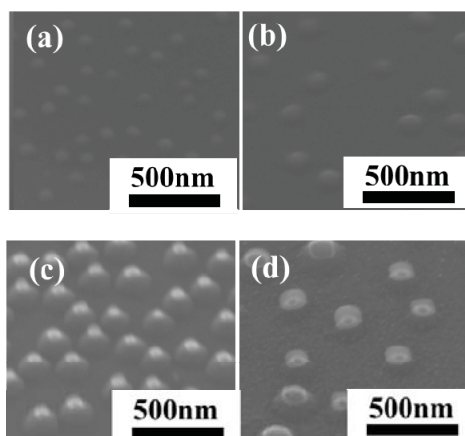
A Ge(Si) dot layer was grown on Si(100) substrates by SS MBE method by deposition of Ge in the temperature range from 600 to 750  $^{\circ}\text{C}$ . The Ge coverage was varied from 8 to 30 monolayers. The grown samples

were chemically etched in a 2 mol/l KOH solution at room temperature. The reflectance of each sample was measured by the spectrophotometer and surface morphology was observed by a scanning electron (SEM) and atomic force (AFM) microscopes.

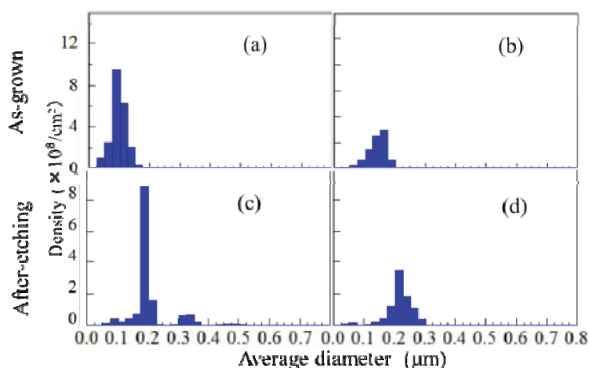
## Results and discussion

Fig. 1 shows the SEM images of sample surface with 8 monolayers of Ge before and after 5 minutes KOH etching. It was found that the sample grown at 750 $^{\circ}\text{C}$  before etching has larger islands with lower surface density than sample grown at 700 $^{\circ}\text{C}$  ( $4.2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$  and  $9.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$  respectively). The SEM images after etching confirmed that the island is enlarged by the KOH etching. Similarly to as-grown samples, the etched sample grown at higher temperature has larger islands with lower density. These results indicate that the density and height of the structure could be controlled easily by changing the growth conditions of the dot layer. It seems that samples grown by SS MBE have narrower distribution than those by GS MBE [2]. Fig. 2 shows the histograms of the islands diameter distribution obtained from SEM images of as grown and etched samples. Comparing the histograms of each sample before and after etching, it can be seen that the peak of the histogram is shifted after etching to the larger diameters. This is probably because the etching has progressed so that the smaller dots are removed by etching and the averaged width of the island is widened due to the anisotropic etching of the KOH solution to the Si substrate. From the histogram of island's size, it

is found that the surface of sample grown at 700°C has a lot of islands with diameter of 150-175 nm. On the other hand, the surface of sample grown at 750°C has a lot of islands with diameter of 175-200 nm. The size dispersion of dots is increased by increasing the Ge growth temperature. So, the size distribution of etched islands is inherited from the grown ones.



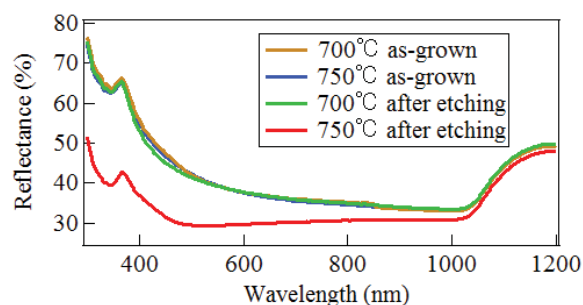
**Fig. 1.** SEM images of fabricated light trapping nanostructure: (a) and (b) - as grown, (c) and (d) - after-etching. (a) and (c) for the growth temperature of 700°C; (b) and (d) - for 750°C



**Fig. 2.** Histograms of the islands diameter distribution for as grown and etched samples. Designation is similar to fig. 1.

Fig. 3 shows the reflectance of each sample before and after 5 min etching as a function of the wavelength. The reflectance of the sample grown at 700°C hardly changed before and after etching. However, the reflectance of the sample grown at 750°C after etching was reduced in the range from ultraviolet to visible light. These results indicate that effective reduction of the reflectance needs the optimizations of island size distribution and density. Moreover, it is considered that they should be specialized to light scattering. According to the Mie scattering theory, scattering is remarka-

ble when the size of scattering object is close to the wavelength of an incident light [3]. In the Mie scattering, forward scattering is more remarkable than the backward one. Therefore, the reflectance can be reduced in the wavelength range where the Mie scattering becomes remarkable. These data show that the size of the island on surface is associated with the reduction range of reflectance due to the Mie scattering.



**Fig. 3.** Reflectance spectra of each sample.

In conclusion, the Si nanostructured surface has been formed by KOH etching using Ge(Si) dots grown by SS MBE. It was found that the average island size of the nanostructure after etching is larger than that of the as grown dots due to the etching anisotropy. The size and density of the nanostructure after etching can be controlled by changing the growth conditions. The reduction of reflectivity is confirmed in the samples with nanostructures after KOH etching. When the majority of the surface is occupied by the islands with a large size, the reflectivity was decreased. Control of size distribution of the nanostructures is the key to further reduction of the reflectivity in the wide range of wavelengths according to the Mie scattering theory.

*This research is supported by Advanced Low Carbon Technology Research and Development Program (ALCA), Japan Society of Promotion Science (JSPS) and Russian Foundation for Basic Research (RFBR) project # 16-52-50017.*

## References

1. Bailey WL et al. //United States Patent: 4137123 - Texture etching of silicon: method (1979).
2. A. Hombe et al. // IEEE NANO 2016, Sendai, Japan, TuPM17. 3.
3. G. Mie: "Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen", Annalen der Physik, vol. 330, pp. 377 (1908).

# Temperature-driven quantum spin Hall state in HgTe quantum well

A.M. Kadykov<sup>1,2\*</sup>, S.S. Krishtopenko<sup>1,2</sup>, B. Jouault<sup>1</sup>, W. Desrat<sup>1</sup>, M. Marcinkiewicz<sup>1</sup>, J. Torres<sup>1,3</sup>, S. Ruffenach<sup>1</sup>, C. Consejo<sup>1</sup>, N. Dyakonova<sup>1</sup>, D. But<sup>1</sup>, K.E. Spirin<sup>2</sup>, S.V. Morozov<sup>2</sup>, V.I. Gavrilenko<sup>2</sup>, N.N. Mikhailov<sup>4</sup>, S.A. Dvoretiskii<sup>4</sup>, Z.D. Kvon<sup>4</sup>, W. Knap<sup>1</sup>, F. Teppe<sup>1,§</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, University of Montpellier, 34095 Montpellier, France

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

<sup>3</sup> Institut d'Electronique et des Systemes (IES), UMR 5214 CNRS–Universite de Montpellier, Montpellier, France

<sup>4</sup> Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, pr. Akademika Lavrent'eva 13, Novosibirsk, 630090 Russia

\* alexander.kadykov@gmail.com

§ frederic.teppe@umontpellier.fr

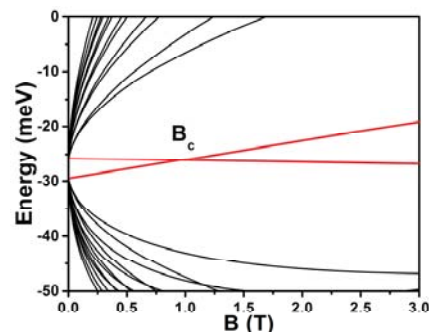
We report on temperature-driven quantum spin Hall state in slightly inverted HgTe quantum well. We perform a detailed visualization of Landau levels by magnetotransport measured at different gate voltages and temperatures. The latter allows us extracting a temperature evolution of critical magnetic field, corresponding to the crossing of peculiar pair of zero-mode Landau levels, which characteristically split from the upper conduction and bottom valence bands. Our magnetotransport results clearly indicate a topological phase transition between quantum spin Hall and trivial insulator states induced by temperature.

Topological insulators (TIs) are materials that are insulating in the bulk, but possess dissipationless edge or surface states, whose spin orientation is determined by the direction of the electron momentum. In analogy to the helicity, which describes the correlation between the spin and the momentum of a particle, those spin-momentum locked edge or surface states have been termed helical. A 2D TI, synonymously also referred to as a quantum spin Hall (QSH) insulator (1). Due to the helical nature, those topological edge states are counter-propagating spin-polarized states, which are protected against time-reversal invariant perturbations.

The QSH state has first been demonstrated experimentally in inverted HgTe/CdTe QWs (2), in which one can tune the band structure by fabricating QWs with different thicknesses  $d$ . In HgTe/CdTe QWs, the band structure is inverted if the thickness  $d$  exceeds the critical thickness  $d_c \approx 6.3$  nm, whereas the band structure is normal for  $d < d_c$ . Hence, at zero magnetic field, QSH states are absent in HgTe QWs with  $d < d_c$ , but can appear for  $d > d_c$ .

The inherent property of inverted HgTe QWs is their characteristic behavior under the applied magnetic field  $B$ , i.e., the crossing of particular zero-mode Landau levels (LLs) (2), arising at a certain magnetic field  $B_c$  (see fig. 1). Below that critical magnetic field, the lowest zero-mode LL has electron-like character, although it originates from the valence band. This LL tends toward high energies with increasing of magnetic field. The

second zero-mode LLs, which arises from the conduction band at  $B < B_c$ , has an hole-like character and its energy decreases with magnetic field. In this situation, counter-propagating spin-polarized states also still exist, although these states are no longer protected by time-reversal symmetry (4).



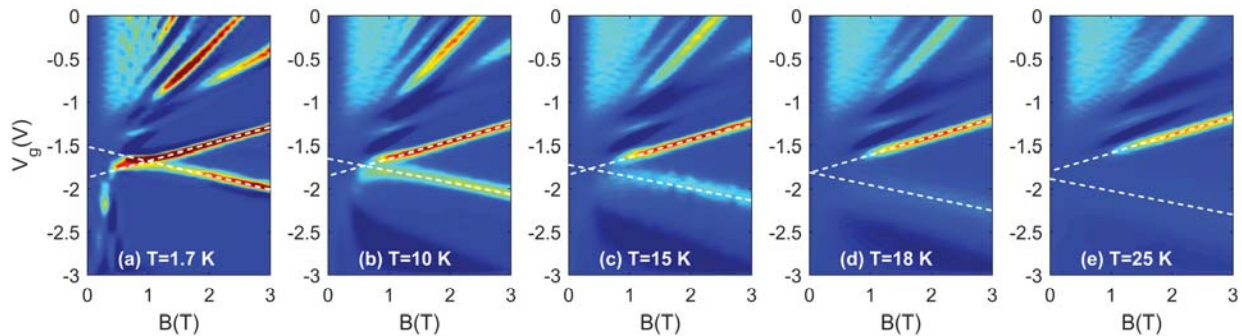
**Fig. 1.** LLs energy as a function of magnetic field at 1.7 K. Zero-mode LLs are shown by the red curves; critical magnetic field  $B_c$  is defined as their crossing.

As it has been first proposed in (3), accurate values of  $B_c$  and consequently, a relevant characterization of the QW band ordering can be obtained by extracting LL fan charts from magnetotransport experiments. In this work, to address the issue of the temperature-driven phase transition in QSH insulators, we study gated Hall bars made of slightly inverted band structure (at 2 K) HgTe/Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te QW of 6.6 nm width.

The structure was grown by molecular beam epitaxy on a (013) GaAs substrate and 5  $\mu$ m CdTe relaxed buffer (5). For gating, a Ti:Au metallization, placed onto a

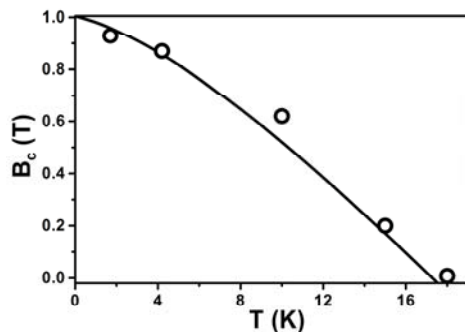
double oxide layer (100 nm SiO<sub>2</sub> and 200 nm Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>), was performed by chemical vapor deposition. Standard Hall-bar 650 × 50 μm size with spacing between voltage probes of 100 and 250 μm was also fabricated.

Fig. 2 shows experimental LL fan chart obtained by plotting the derivative  $\partial\sigma_{xy}/\partial V_g$  of Hall conductivity  $\sigma_{xy}$  for both gate-voltage  $V_g$  and magnetic field  $B$  in a col-



**Fig. 2.** Colormap of the derivative  $\partial\sigma_{xy}/\partial V_g$  at different temperatures from 1.7 K (a) to 25 K (e); warmer color represents higher value of derivative; colder color represents lower value. Positions of the zero-mode LLs are marked by white dashed lines for easy following.

Fig. 3 contains comparison between experimental and theoretical values of critical magnetic field  $B_c$  at different temperatures. The calculations were performed by using the 8-band Kane Hamiltonian adapted for (013)-oriented heterostructures with temperature-dependent interface and material parameters (6). It is seen that  $B_c$  vanishes at about 18 K. Since position of the crossing point of the zero-mode LLs at zero magnetic field directly indicates gapless state with massless Dirac fermions in the QW (3), we indeed observe a topological phase transition at 18 K.



**Fig. 3.** Theoretical (solid curve) and experimental (open symbols) values for critical magnetic field as a function of temperature.

Another feature, which is clearly seen by comparing the Figs 1 and 2(a), is almost linear relationship between LL energy and gate-voltage  $V_g$ , in the magnetic field range corresponding to the linear behaviour of zero-mode LLs. The latter allows us evaluating the anticrossing gap  $2\Delta_{\text{BIA}}$  at  $B = B_c$  for 1.7 K, arising due

to the lack of bulk inversion asymmetry (BIA) in the unit cell of HgTe and CdTe (7). By using theoretical value for the band gap of 3.8 meV, we find that the strength of BIA splitting  $\Delta_{\text{BIA}}$  does not exceed 0.85 meV. This indicates a much smaller role of BIA than it was assumed previously.

This work was supported by the CNRS through LIA TeraMIR project, by Languedoc-Roussillon region via the «Terapole Gepeto Platform», by Eranet-Rus-Plus European program «Terasens» and by Russian Science Foundation (project № 16-12-10317). A.M. Kadykov and S.S. Krishtopenko also acknowledge the Russian Ministry of Education and Science (MK-1136.2017.2).

to the lack of bulk inversion asymmetry (BIA) in the unit cell of HgTe and CdTe (7). By using theoretical value for the band gap of 3.8 meV, we find that the strength of BIA splitting  $\Delta_{\text{BIA}}$  does not exceed 0.85 meV. This indicates a much smaller role of BIA than it was assumed previously.

## References

1. B.A. Bernevig et al. // *Science* **314**, 1757 (2006).
2. M. König et al. // *Science* **318**, 766 (2007).
3. B. Büttner et al. // *Nat. Phys.* **7**, 418 (2011).
4. G. Tkachov, E.M. Hankiewicz. // *Phys. Rev. Lett.* **104**, 166803 (2010).
5. S.A. Dvoretzky et al. // *J. Electron. Mater.* **39**, 918 (2010).
6. S.S. Krishtopenko et al. // *Phys. Rev. B* **94**, 245402 (2016).
7. M.S. Zholudev et al. // *JETP Lett.* **100**, 790 (2015).

# Multimode transport in quasi-one-dimensional waveguides with spin-orbit coupling

A.S. Kozulin\*, A.I. Malyshev, N.E. Kirillova

National Research Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, 23 Gagarin Avenue, Nizhni Novgorod, 603950, Russia.

\*KozulinSasha@yandex.ru

We theoretically study multimode spin-dependent transport in arbitrary oriented quasi-one-dimensional quantum waveguides formed in quantum wells with different growth direction. The scattering matrix formalism is employed for calculation of spin-dependent conductances as well as spin polarization of the structure. We find Fano-resonance type dips in the spin-dependent conductances appearing at different positions in energy and obtain non-trivial relation between them for various combinations of the SOC parameters.

## Introduction

There has been growing interest in the studies of physical systems in which the charge and spin degrees of freedom manifest themselves simultaneously. This topic has attracted much attention due to its potential applications in the design of spintronic devices [1]. One prominent spintronic device is the spin field-effect transistor proposed by Datta and Das [2]. Its basic transport properties may be studied in the framework of a simple model. In this model the Datta-Das transistor is treated as a quasi-one-dimensional (Q1D) waveguide consisting of a finite length region with spin-orbit coupling (SOC) attached with incoming and outgoing SOC-free leads. After injection from the incoming lead an electron propagates through the SOC region to outgoing lead, while its spin is precessing in the effective magnetic field generated by SOC. Application of the external electric field allows to control spin precession in the SOC region and manipulate of the electron spin state in the outgoing lead.

In the original Datta-Das' proposal, the single-mode regime of spin precession was assumed. However, for its realization it is necessary to fabricate thin enough Q1D waveguides in sufficiently narrow quantum wells (down to 10 nm) that is not easy for nanotechnologies on the cutting edges. Therefore, the multimode effects should be taken into account in more rigorous investigations.

## Results

In this work, we study transport properties of Q1D waveguides formed in quantum wells with arbitrary growth direction in the presence of both the Rashba and Dresselhaus SOC contributions. For this purpose we employ the scattering matrix formalism [3-5] and

calculate spin-dependent conductances as well as spin polarization of the structure for different values of the SOC-parameters and length of the SOC region. We find Fano-resonance type dips in the spin-dependent conductances appearing at different positions in energy and obtain non-trivial relation between them for various combinations of the SOC parameters. Namely, our numerical calculations show that zeros of the spin-dependent conductances are located at the same position in energy when the system has an additional symmetry connected with the spin degree of freedom and the effective magnetic field in the SOC region is uniaxial. In the particular case of Q1D waveguide formed in [001] quantum well with equal the Rashba and Dresselhaus SOC contributions we reproduce some results of one our earlier work [6].

*The work was in part supported by RFBR (grant No. 16-32-00-712) and by the Russian Ministry of Education and Science (project No. 3.3026.2017).*

## References

1. Y. Xu, D.D. Awschalom, J. Nitta // Handbook of spintronics, Springer (2016).
2. S. Datta and B. Das // Applied Physics Letters, V. 56, 665 (1990).
3. L. Zhang, P. Brusheim, and H.Q. Xu // Physical Review B, V. 72, 045347 (2005).
4. H. Xu // Physical Review B, V. 50, 8469 (1994).
5. H. Xu // Physical Review B, V. 52, 5803 (1995).
6. A.I. Malyshev, A.S. Kozulin // JETP, V. 121(1), 96 (2015).

# Two-dimensional Dirac fermions in III-V semiconductor quantum wells

S.S. Krishtopenko<sup>1,2</sup>, F. Teppe<sup>2,§</sup>

<sup>1</sup> Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-105, 603950 Nizhni Novgorod, Russia

<sup>2</sup> Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, University of Montpellier, 34095 Montpellier, France

§ frederic.teppe@umontpellier.fr

Here, we report on a new class of multi-layered quantum wells, based on the traditional and robust III-V semiconductors technology, in which charge carriers mimic pseudo-relativistic particles with zero rest-mass. We calculate their energy spectrum showing that depending on the quantum well geometry and composition one may obtain two-dimensional massless Dirac fermions with Fermi velocity varying from  $1 \cdot 10^5$  m/s to  $3 \cdot 10^5$  m/s. Our results pave the route towards a pseudo-relativistic electronics based on a mature and reliable III-V semiconductor technology.

Since relativistic Dirac-like character of charge carriers was demonstrated in monolayer graphene (1), two-dimensional (2D) Dirac fermions (DFs) are intensively studied in condensed matter physics. The fabrication of graphene sheets has enabled substantial experimental progress in the physics of 2D DFs. However, many theoretical predictions require single-valley of DFs, or at least, weak inter-valley scattering. Graphene-based structures, therefore, are not suitable platforms to test these predictions because of the presence of two valleys and strong inter-valley scattering systems.

It has been shown that HgTe/CdTe quantum wells (QWs) at critical thickness possess a single-valley spin-degenerate Dirac cone at the  $\Gamma$  point of Brillouin zone (2). The wider QWs have inverted band structure, at which the lowest electron-like subband ( $E1$ ) is lower than the top heavy-hole-like subband ( $H1$ ). The band inversion puts the system into 2D topological insulator (TI) state, characterized by bulk gap and spin polarized gapless edge states.

Another III-V semiconductor QWs, which feature an inversion of electron-like and hole-like subbands, and, hence, may potentially have the spectrum of DFs, are so-called broken-gap InAs/GaSb QWs (3). Since the broken-gap InAs/GaSb QWs have no inversion symmetry in the growth direction, the crossing of  $E1$  and  $H1$  subbands arises away from the  $\Gamma$  point of Brillouin zone. However, gapless state with massless DFs does not appear therein due to the mixing between  $E1$  and  $H1$  levels at non-zero quasimomentum  $k$ , which opens a hybridization gap and prevents formation of DF-like spectrum.

In this work, we introduce a new class of structures, based on InAs/GaSb, which differ from the broken-gap

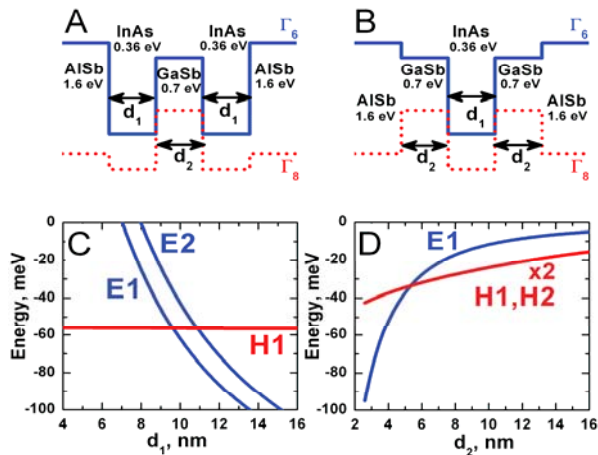
QWs by the band-gap inversion at the  $\Gamma$  point. As hybridization between electron-like and heavy-hole-like subbands vanishes at  $k = 0$ , the crossing of  $E1$  and  $H1$  subbands at the  $\Gamma$  point results in the gapless state with 2D massless DFs, just like in the HgTe QWs (2,4). To eliminate the inversion asymmetry in the growth direction, we propose to attach additional InAs or GaSb layer to the broken gap InAs/GaSb QWs. Further, we call the three-layered InAs/GaSb QW as InAs-designed QW (Fig 1A) or GaSb-designed QW (fig 1B) if it contains two layers of InAs or GaSb, respectively. We predict arising of 2D massless DFs in both types of QWs.

Figure 1C shows positions of electron-like  $E1$ ,  $E2$  and hole-like  $H1$  subbands at  $k = 0$  in InAs-designed QW as a function of InAs-layer thickness  $d_1$  for the thickness of GaSb layer  $d_2 = 4$  nm. The InAs-designed QW can be contingently considered as ‘double QW’ for the ‘electrons’ with GaSb middle barrier, which also plays a role of ‘single QW’ for the ‘holes’ (fig. 1A). Intuitively, it is clear that the close electron-like levels  $E1$  and  $E2$  are connected with even-odd state splitting in the ‘double QW’ for the ‘electrons’. If InAs layers are thin ( $d_1 < d_{1c}$ ,  $d_{1c}$  is a function of  $d_2$ ), the QW is in normal regime, and the  $E1$  subband lies above the  $H1$  level. For  $d_1 > d_{1c}$ , the QW is in the inverted regime. As the band inversion is only determined by the relative positions of  $E1$  and  $H1$ , the QW with other values of  $d_2$  behaves essentially the same.

In contrast, the GaSb-designed QW has effective ‘double QW’ for the ‘holes’ with InAs layer as ‘middle barrier’ (Fig. 1B). However, the ‘heavy-hole states’ from different GaSb layers are not coupled at  $k = 0$



because InAs layer of reasonable thicknesses ( $d_1 > 4$  nm) is not transparent for the particles from the heavy-hole-like subbands due to large effective mass therein. The mixing between heavy-hole-like and electron-like states, arising at non-zero quasimomentum, leads to the splitting between  $H1$  and  $H2$  subbands, which also can be contingently considered as odd and even combinations of the hole states in each GaSb layer.

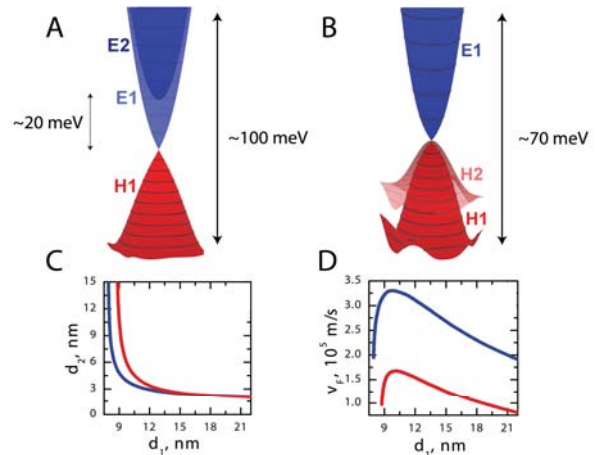


**Fig. 1.** (A,B) Schematic representation of symmetrical three-layered InAs/GaSb QWs: (A) InAs-designed QWs and (B) GaSb-designed QWs. The QWs are supposed to be grown on GaSb buffer in (001) crystallographic direction. The numbers show the band gap values in materials of the layers. Here  $d_1$  and  $d_2$  are the thickness of InAs and GaSb layers respectively. (C,D) Energy of electron-like (blue curves) and heavy-hole like (red curves) subbands at  $k=0$ , as a function of the layer thickness: (C) InAs-designed QW at  $d_2 = 4$  nm and (D) GaSb-designed QW at  $d_1 = 10$  nm. Crossing of  $E1$  and  $H1$  levels produces massless Dirac fermions in the vicinity of the  $\Gamma$  point of the Brillouin zone. Zero-energy corresponds to the top of valence band in bulk GaSb.

Figure 1D shows positions of  $E1$ ,  $H1$  and  $H2$  subbands at  $k=0$  in GaSb-designed QW with  $d_1 = 10$  nm as a function of  $d_2$ . If GaSb layers are thin enough so that  $d_2 < d_{2c}$ , where  $d_{2c}$  actually depends on InAs layer width, the  $E1$  level lies below  $H1$  and  $H2$  subbands, and the band structure is inverted. For  $d_2 > d_{2c}$ , the QW has direct band structure. At other value of  $d_1$ , the picture of band ordering in the GaSb-designed QW is qualitatively the same.

Figures 2A and 2B represent the band dispersion at small  $k$  in both types of the QWs, when the  $E1$  and  $H1$  subbands are crossed at the  $\Gamma$  point (see Fig. 1C and 1D). The thicknesses of InAs and GaSb layers, corresponding to the crossing of  $E1$  and  $H1$  subbands, are given in Fig. 2C. The linear band dispersion at small  $k$  is clearly seen. However, in the GaSb-designed QW, the cone is accompanied by additional ‘massive’

branch of  $H2$  subband arising at the crossing point. Recently, very similar case has also been predicted for the double HgTe/CdTe QWs (4).



**Fig. 2.** (A,B) A 3D plot of the band dispersion in the vicinity of the  $\Gamma$  point for (A) InAs-designed QW and (B) GaSb-designed QW. The values of  $d_1$  and  $d_2$  correspond to the crossing of  $E1$  and  $H1$  subbands, shown in the bottom panels in Fig. 1. (C) The ratio between  $d_1$  and  $d_2$ , at which massless DFs in the InAs-designed QWs (the blue curve) and in the GaSb-designed QWs (the red curve) arise. (D) Fermi velocity  $v_F$  of massless DFs as a function of InAs layer thickness  $d_1$  ( $d_2$  is defined by the dependencies shown in the panel C). The blue curve corresponds to the InAs-designed QWs, while the red one is for the GaSb-designed QWs.

Figure 2D provides  $v_F$  for massless DFs in both types of the QWs as a function of InAs layer thickness. It is seen that Fermi velocity is varied from  $1 \cdot 10^5$  m/s to  $3 \cdot 10^5$  m/s, depending on the layer thicknesses. These values are in several times lower than the ones in graphene (1) and HgTe QWs (2). Thus, massless DFs in three-layered InAs/GaSb QWs are actually the ‘lowest-speed’ massless particles, as compared with other known systems (5).

This work was supported by the CNRS through LIA TeraMIR project, the Russian Foundation for Basic Research (15-52-16011 and 16-02-00672) and by Russian Ministry of Education and Science (MK-1136.2017.2).

## References

1. K.S. Novoselov et al. // Nature (London) **438**, 197 (2005).
2. B.A. Bernevig et al. // Science **314**, 1757 (2006).
3. C. Liu et al. // Phys. Rev. Lett. **100**, 236601 (2008).
4. S.S. Krishtopenko et al. // Sci. Rep. **6**, 30755 (2016).
5. T.O. Wehling et al. // Adv. Phys. **76**, 1 (2014).

# Quantum states of electrons in quasi-one-dimensional waveguides with spin-orbit coupling

A.I. Malyshev\*, N.E. Kirillova, A.S. Kozulin

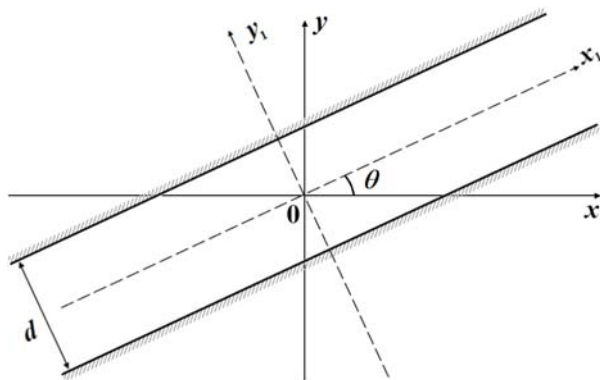
National Research Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, 23 Gagarin Avenue, Nizhni Novgorod, 603950, Russia.

\*malyshev@phys.unn.ru

We study spin precession in quasi-one-dimensional waveguides formed along an arbitrary crystallographic direction in quantum wells with different orientation. For this purpose, we consider a single-particle effective mass Hamiltonian under the effective mass approximation with the generalized linear in wave vector spin-orbit coupling term. In case when the system under consideration has an additional symmetry connected with the spin degree of freedom, an exact solution of the Schrödinger equation is derived. We also investigate influence of the confinement potential on the additional spin symmetry and demonstrate that this symmetry is determined only by the properties of two-dimensional electron gas where the waveguide is formed.

## Introduction

In modern spintronics many investigations have been focused on manipulation of the electron spin degree of freedom in various modifications of the Datta-Das spin field-effect transistor [1-4]. In some of them it is proposed to control the electron spin via its precession in a special collinear effective magnetic field generated by spin-orbit coupling [3, 4]. It was shown both theoretically [5] and experimentally [6] that under extra assumptions realization of such configuration of the effective magnetic field allows to provide suppression of some spin relaxation mechanisms that is suitable for spintronic applications. Additionally, in our previous work, spin precession in 2D electron systems with SOC was studied and it was found that a collinear effective magnetic field can be achieved in a wide class of quantum wells (QWs) with different growth direction, which are described by the Hamiltonians with SU(2) symmetry [7].



**Fig. 1.** Schematic illustration of a homogeneous Q1D waveguide oriented along direction  $x_1$ , which forms angle  $\theta$  with the  $x$  axis.

## Results

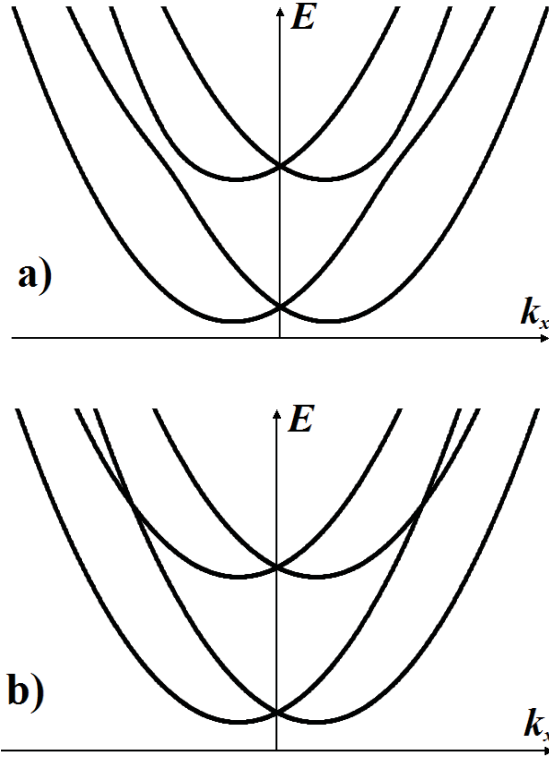
In this work, we study spin precession in quasi-one-dimensional (Q1D) waveguides formed along an arbitrary crystallographic direction in QWs with different orientation (see fig. 1). For this purpose we consider the following form of a single-particle effective mass Hamiltonian with the generalized linear in wave vector  $\mathbf{k}$  SOC-term:

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2(\hat{k}_x^2 + \hat{k}_y^2)}{2m} + V(x, y) + (\vec{\alpha}_1, \hat{\sigma})\hat{k}_x + (\vec{\alpha}_2, \hat{\sigma})\hat{k}_y. \quad (1)$$

Here we use Cartesian coordinates and assume that the QW is grown along the  $z$  axis, two symbolic vectors  $\vec{\alpha}_1 = \{\alpha_{11}, \alpha_{12}, \alpha_{13}\}$  and  $\vec{\alpha}_2 = \{\alpha_{21}, \alpha_{22}, \alpha_{23}\}$  constructed from the SOC parameters define the asymmetry-induced SOC, and  $\hat{\sigma}$  denotes the vector of the Pauli matrices. The confinement potential  $V(x, y)$  corresponds to the hard-wall boundary conditions, i.e.  $V(x, y)$  is zero (infinite) inside (outside) the waveguide of width  $d$  (see fig. 1).

In case when the cross product of  $\vec{\alpha}_1$  and  $\vec{\alpha}_2$  is a null vector, i.e.  $[\vec{\alpha}_1 \times \vec{\alpha}_2] = \vec{0}$ , the initial 2D electron system where the Q1D waveguide is created has an additional symmetry connected with the spin degree of freedom [7]. Its presence leads to conservation of the spin projection on the direction of the collinear SOC-induced effective magnetic field. It allows to obtain an exact solution of the Schrödinger equation with the Hamiltonian (1). For derivation of this solution it is necessary to carry out two transformations. The first one is a rotation on angle  $\theta$  around the  $z$  axis in the coordinate space. It is equivalent to the transition from

$(x, y)$ -coordinates to  $(x_1, y_1)$ -coordinates, in which the confinement potential is a function of  $y_1$  only. The second transformation is a rotation in the spin space after which the spin quantization axis coincides with the direction of the collinear effective magnetic field [7].



**Fig. 2.** Dispersion curves of electrons in Q1D waveguides (a) without the additional spin symmetry (curves are nonparabolic and crossings between subbands with different  $n$  are absent) (b) with the additional spin symmetry (curves are parabolas with no anticrossings).

In particular, for Q1D waveguides oriented along the  $x$  axis ( $\theta = 0$ ) in case when the SOC vectors are collinear and non-zero ( $\vec{\alpha}_1 = q\vec{\alpha}_2, q \in R$ ), the Hamiltonian (1) has the following eigenfunctions

$$\psi_{n,k_x,\lambda}(x, y) = \exp\left[i\left(k_x x - \lambda \frac{Q_y}{2} y\right)\right] \varphi_n(y) |\lambda\rangle, \quad (2)$$

corresponding to the eigenenergies

$$E_{n,\lambda}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \left( k_x + \frac{\lambda Q_x}{2} \right)^2 - \left( \frac{Q}{2} \right)^2 \right) + \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2md^2}. \quad (3)$$

Here  $Q_y = 2m|\vec{\alpha}_2|/\hbar^2$  and  $Q_x = qQ_y$  are components of so-called «magic» vector  $\vec{Q}$  [5, 7], quantum number  $\lambda = \pm 1$ , vector  $|\lambda\rangle$  denotes an eigenfunctions of the operator  $\hbar(\vec{\alpha}_2, \hat{\sigma})/2|\vec{\alpha}_2|$  of the spin projection on the direction of the effective magnetic field,  $\varphi_n(y) = \sqrt{2/d} \sin(\pi n(y/d + 1/2)), n \in N$ .

Our numerical analysis reveals one interesting feature in the energy spectrum of electrons, which are confined in Q1D waveguides with the additional spin symmetry. Unlike the dispersion curves for waveguides without this symmetry (fig. 2a), in case  $[\vec{\alpha}_1 \times \vec{\alpha}_2] = \vec{0}$  dispersion relations describe parabolas with no anticrossings for any value of  $\theta$  (fig. 2b). This contrasting difference between the symmetric and asymmetric systems has important meaning for spin-dependent electron transport through inhomogeneous Q1D waveguides.

*The work is partially supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (project no. 3.3026.2017/PP) and by RFBR grant no. 16-32-00712.*

## References

1. S. Datta and B. Das // Applied Physics Letters, V. 56, 665 (1990).
2. S. Bandyopadhyay and M. Cahay // Applied Physics Letters, V. 85, 1814 (2004).
3. J. Schliemann, J.C. Egues, and D. Loss // Physical Review Letters, V. 90, 146801 (2003).
4. Y. Kunihashi, M. Kohda, H. Sanada *et al.* // Applied Physics Letters, V. 100, 113502 (2012).
5. B.A. Bernevig, J. Orenstein, and S.-C. Zhang // Physical Review Letters, V. 97, 236601 (2006).
6. J.D. Koralec, C.P. Weber, J. Orenstein *et al.* // Nature, V. 458, 610 (2009).
7. A.S. Kozulin, A. I. Malyshev, and A.A. Konakov // arXiv:1610.05251 (2016).

# Indication of the fermion condensation in a strongly correlated electron system in SiGe/Si/SiGe quantum wells

A.A. Shashkin,<sup>1,\*</sup> M.Yu. Melnikov,<sup>1</sup> V.T. Dolgoplov,<sup>1</sup> S.-H. Huang,<sup>2</sup> C.W. Liu,<sup>2</sup> S.V. Kravchenko<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institute of Solid State Physics, Chernogolovka, Moscow District 142432, Russia

<sup>2</sup> Department of Electrical Engineering and Graduate Institute of Electronics Engineering, National Taiwan University, Taipei 106, Taiwan, and National Nano Device Laboratories, Hsinchu 300, Taiwan

<sup>3</sup> Physics Department, Northeastern University, Boston, Massachusetts 02115, USA

\* shashkin@issp.ac.ru

Using two-dimensional electron system in ultra-high quality SiGe/Si/SiGe quantum wells, we experimentally compare the behavior of the energy-averaged effective mass with that at the Fermi level and verify that the behaviors of these measured values are qualitatively different. With decreasing electron density (or increasing interaction strength), the effective mass at the Fermi level monotonically increases in the entire range of electron densities, while the averaged one saturates at low densities. This reveals a precursor to the long-sought-for fermion condensation in this electron system. The results indicate the occurrence of a new state of matter.

The behavior of strongly-correlated fermions in two dimensions is a forefront area of modern condensed matter physics in which theoretical methods are still poorly developed and new experimental results are of great interest. According to theoretical calculations [1–5], as the strength of fermion-fermion interaction is increased, the single-particle spectrum becomes progressively flatter in the vicinity of the Fermi energy (see the top inset to Fig. 1) eventually forming a plateau: the fermions “condense”. The flattening of the spectrum is related to the increase of the effective fermion mass  $m_F$  at the Fermi level. The condensation of fermions, previously never observed experimentally, is similar to the condensation of bosons responsible for such prominent phenomena as superconductivity and superfluidity; the important difference, however, is that, unlike the condensation of bosons, the fermion condensation occurs at the Fermi level in a range of momenta.

The role of electron-electron interactions in the behavior of two-dimensional (2D) electron systems increases as the electron density is decreased. The interaction strength is characterized by the Wigner-Seitz radius,  $r_s = 1/(\pi n_s)^{1/2} a_B$  (here  $n_s$  is the electron density and  $a_B$  is the effective Bohr radius in semiconductor), which in the single-valley case is equal to the ratio of the Coulomb and kinetic energies. At high electron densities, where  $r_s \sim 1$ , interactions are not prevalent; 2D electron systems exhibit metallic conductivity and their behavior can be well described by the Fermi liquid

theory. In the opposite limit of low electron densities ( $r_s > 35$ ) interactions are dominant, and the electrons are expected to form a Wigner crystal [6, 7]. At intermediate values of  $r_s$ , where the energy of interactions exceeds all other energy scales but is still not high enough to cause the electrons to crystallize, different scenarios of the system behavior were suggested theoretically, and numerous experiments on different electron systems were performed (see reviews [8–11] and references therein). Nevertheless, the behavior of the strongly interacting 2D electron system is still not well understood. One of the important points is the residual scattering potential. Even in quite perfect electron systems the electron properties are influenced by the residual disorder [12–14]. At present, it is unclear whether the clean limit (*i.e.*, the limit in which the influence of disorder on the electron properties is negligible) has been reached in experiments on the least disordered electron systems. Finally, there exist experimental facts that contradict both intuitive expectations and calculations, *e.g.*, a decrease of the effective mass in fully spin-polarized single-valley electron systems [15, 16]. All this means that new experimental data are needed on the behavior of strongly interacting 2D electron systems as close as possible to the ideal ones in the sense of both strength of electron-electron interactions and weakness of the scattering potential.

Raw experimental data obtained in strongly correlated 2D electron systems can be divided into two groups: (i) data describing the electron system as a whole, like the

magnetic field required to fully polarize electron spins, thermodynamic density of states, or magnetization of the electron system, and (ii) data related solely to the electrons at the Fermi level, like the amplitude of the Shubnikov-de Haas oscillations yielding the effective mass  $m_F$  and Lande  $g$ -factor  $g_F$  at the Fermi level. As a rule, the data in the first group are interpreted using the quasiparticle language in which the energy-averaged values of effective mass,  $m$ , and Lande  $g$ -factor,  $g$ , are used. To determine the values, the formulas that hold for the case of noninteracting electrons are employed. Although this approach is ideologically incorrect, the results for  $m$  and  $g$  often turn out to be the same as the results for  $m_F$  and  $g_F$ . Particularly, simultaneous increase of the energy-averaged effective mass and that at the Fermi level was reported in earlier publications [8–10, 17, 18]. The most pronounced effects were observed in the 2D electron system in silicon in which the effective mass is strongly enhanced at low densities while the  $g$ -factor stays close to its value in bulk silicon, the exchange effects being small [8, 9].

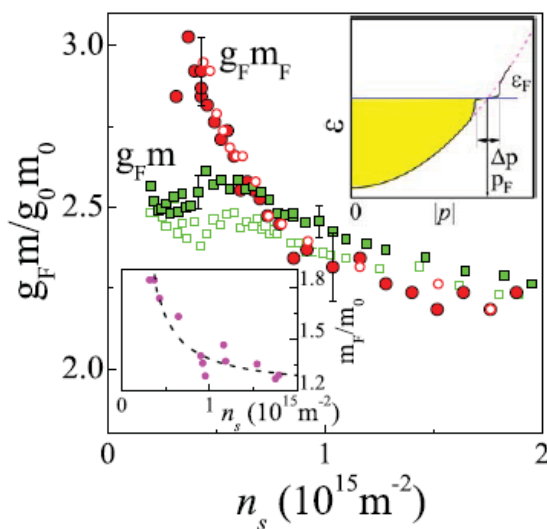


FIG. 1: Product of the Lande factor and effective mass as a function of electron density determined by measurements of the field of full spin polarization (squares) and Shubnikov-de Haas oscillations (circles) at  $T \approx 30$  mK. The empty and filled symbols correspond to two samples. The experimental uncertainty corresponds to the data dispersion and is about 2% for the squares and about 4% for the circles. ( $g_0 = 2$  and  $m_0 = 0.19m_e$  are the values for noninteracting electrons). The top inset shows schematically the single-particle spectrum of the electron system in a state preceding the fermion condensation (solid black line). The dashed violet line corresponds to an ordinary parabolic spectrum. The occupied electron states at  $T = 0$  are indicated by the shaded area. Bottom inset: the effective mass  $m_F$  versus electron density determined by analysis of the temperature dependence of the amplitude of Shubnikov-de Haas oscillations. The dashed line is a guide to the eye.

In this paper, we experimentally compare the product of the Lande  $g$ -factor and the *energy-averaged* effective mass,  $g_F m$ , with that at the Fermi level,  $g_F m_F$ , measured in a 2D electron system in SiGe/Si/SiGe quantum wells. It turns out that the behaviors of these values are qualitatively different: with decreasing electron density,  $n_s$ , the product  $g_F m_F$  monotonically increases in the entire range of electron densities, while the product  $g_F m$  saturates at low  $n_s$  (see Fig. 1). Since the exchange effects in the 2D electron system in silicon are negligible [8, 9], this difference can only be attributed to the different behaviors of the two effective masses. This reveals a precursor to the fermion condensation in this electron system and indicates the occurrence of a new state of matter.

### References

1. V.A. Khodel, V.R. Shaginyan // JETP Lett. **51**, 553 (1990).
2. G.E. Volovik // JETP Lett. **53**, 222 (1991).
3. P. Nozières // J. Phys. I (France) **2**, 443 (1992).
4. M.V. Zverev, V.A. Khodel, S.S. Pankratov // JETP Lett. **96**, 192 (2012).
5. M.Ya. Amusia, K.G. Popov, V.R. Shaginyan, V.A. Stephanovich, *Theory of Heavy Fermion Compounds* (Springer, Berlin, 2014).
6. A.V. Chaplik // Sov. Phys. JETP **35**, 395 (1972).
7. B. Tanatar, D.M. Ceperley // Phys. Rev. B **39**, 5005 (1989).
8. S.V. Kravchenko, M.P. Sarachik // Rep. Prog. Phys. **67**, 1 (2004).
9. A.A. Shashkin // Phys. Usp. **48**, 129 (2005).
10. V.M. Pudalov // Phys. Usp. **49**, 203 (2006).
11. B. Spivak, S.V. Kravchenko, S.A. Kivelson, X.P.A. Gao // Rev. Mod. Phys. **82**, 1743 (2010).
12. S.A. Vitkalov, M.P. Sarachik, T.M. Klapwijk // Phys. Rev. B **65**, 201106(R) (2002).
13. K. Vakili, Y.P. Shkolnikov, E. Tutuc, E.P. De Poortere, M. Shayegan // Phys. Rev. Lett. **92**, 226401 (2004).
14. V.M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer // Phys. Rev. Lett. **88**, 076401 (2002).
15. M. Padmanabhan, T. Gokmen, N. C. Bishop, M. Shayegan // Phys. Rev. Lett. **101**, 026402 (2008).
16. T. Gokmen, M. Padmanabhan, K. Vakili, E. Tutuc, M. Shayegan // Phys. Rev. B **79**, 195311 (2009).
17. V.T. Dolgoplov // JETP Lett. **101**, 282 (2015).
18. A. Mokashi, S. Li, B. Wen, S.V. Kravchenko, A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, M.P. Sarachik // Phys. Rev. Lett. **109**, 096405 (2012).

# Особенности поведения спектра магнитопоглощения безмассовых кейновских фермионов от температуры в объемных структурах на основе HgCdTe

F. Terpe<sup>1</sup>, A.M. Кадыков<sup>1,2</sup>, J. Torres<sup>6</sup>, M. Marcinkiewicz<sup>1</sup>, С.С. Криштопенко<sup>1,2</sup>, S. Ruffenach<sup>1</sup>, C. Consejo<sup>1</sup>, D. Smirnov<sup>3</sup>, N. Dyakonova<sup>1</sup>, W. Desrat<sup>1</sup>, M. Orlita<sup>4</sup>, D. But<sup>1</sup>, W. Knap<sup>1</sup>, С.В. Морозов<sup>2\*</sup>, В.И. Гавриленко<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>5</sup>, С.А. Дворецкий<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, University of Montpellier, 34095 Montpellier, France

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup> National High Magnetic Field Lab, Florida State University, 1800 E. Paul Dirac Drive, Tallahassee, Florida 32310, United States

<sup>4</sup> Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS-UJF-UPS-INSA, 38042 Grenoble, France

<sup>5</sup> Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, pr. Akademika Lavrent'eva 13, Novosibirsk, 630090 Russia

<sup>6</sup> Institut d'Electronique et des Systemes (IES), UMR 5214 CNRS–Universite de Montpellier, Montpellier, France

\* more@ipmras.ru

В данной работе методом магнитооптической спектроскопии в дальнем ИК диапазоне исследовалась зонная структура эпитаксиальных плёнок Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с концентрацией x<sub>Cd</sub>, близкой к критической. Используя температуру как параметр точной подстройки, была исследована эволюция зонной структуры в окрестности фазового перехода от инвертированной зонной структуры к нормальной. В ходе анализа положений линий поглощения, были извлечены масса покоя и скорость фермионов Кейна в рамках упрощённой модели 6 × 6, без учёта спин-отщеплённой подзоны. Было обнаружено, что масса покоя m меняет знак при прохождении через точку инверсии (T ≈ 77 K для состава x<sub>Cd</sub> = 0.155), в тоже время скорость c = (1.07 ± 0.05) 10<sup>6</sup> м/с остаётся постоянной величиной для всего диапазона температур и составов.

## Введение

Существование в полупроводниковых структурах релятивистских безмассовых частиц с линейным законом дисперсии (фермионов Дирака) было предсказано теоретически<sup>1</sup>, а также экспериментально продемонстрировано в графене<sup>2</sup>, краевых и поверхностных состояниях двумерных и трёхмерных топологических изоляторов<sup>3,4</sup>, а также в трёхмерных топологических дираковских полуметаллах<sup>5</sup>. В последнее время в объёмных структурах на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te при критической концентрации x<sub>Cd</sub> ≈ 0.17, соответствующей фазовому переходу полуметалл-полупроводник, были обнаружены<sup>6</sup> новые псевдо-релятивистские безмассовые частицы (фермионы Кейна). Их отличительной особенностью от дираковских фермионов является наличие дополнительной ветви дисперсии, энергия которой не зависит от квазиимпульса.

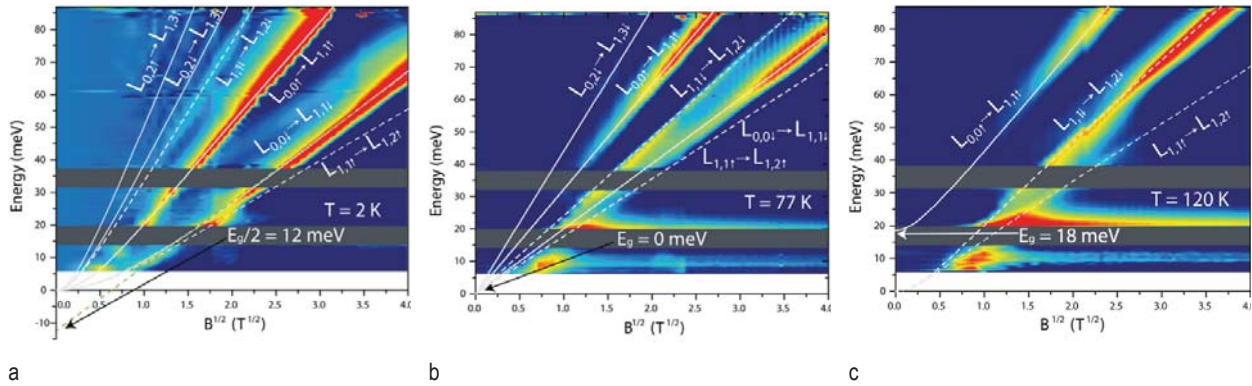
В данной работе, используя температуру как параметр точной подстройки, методом поглощения излучения в дальнем ИК диапазоне, была исследована эволюция зонной структуры эпитаксиальных плёнок Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te вблизи точки инверсии.

## Методика эксперимента

В работе исследовались эпитаксиальные плёнки Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с составами x = 0.175 (образец А, нормальная зонная структура) и 0.155 (образец В, инвертированная зонная структура при температуре 2 К), выращенные на полуизолирующей подложке GaAs [013] поверх толстого (~5 мкм) релаксированного буфера CdTe<sup>7,8</sup>. Спектры пропускания в дальнем ИК диапазоне в магнитном поле до 16 Тл и температурах в диапазоне 2 – 120 К нормировались на спектры пропускания в отсутствие магнитного поля<sup>9</sup>.

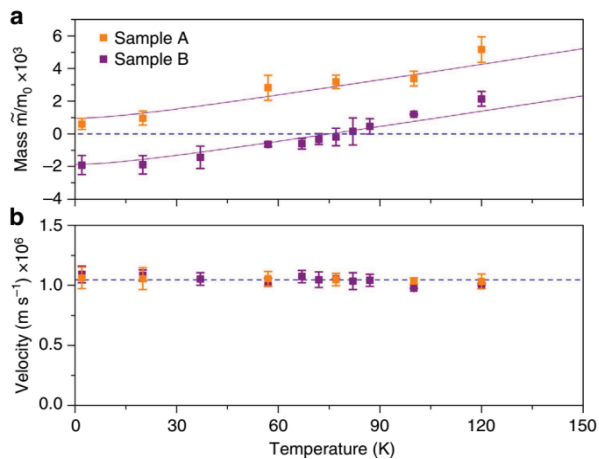
## Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены данные магнитопоглощения образца В при трёх температурах, соответствующих (а) инвертированной, (б) бесщелевой (графеноподобной) и (с) нормальной зонной структуре. Как видно, при самой низкой температуре (рис. 1а) наблюдаются различные межзонные и внутризонные переходы, а ширина запрещённой зоны, составляет 24 мэВ. При критической температуре 77 К (рис. 1б), отчётливо видно, что энергия наблюдаемых переходов имеет корневую зависимо-



**Рис. 1.** Карта основных оптических переходов образца В при температурах (а) 2 К, (б) 77 К и (с) 120 К. Серыми горизонтальными полосами обозначены полосы оптофононного поглощения GaAs подложки и CdHgTe. Цветными линиями обозначены наблюдаемые в эксперименте переходы, более тёплому цвету соответствует большая интенсивность перехода. Белыми сплошными и пунктирными линиями нанесены теоретические энергии межзонных и внутризонных переходов соответственно.

сть от магнитного поля, что является явным свидетельством линейного (графеноподобного) закона дисперсии, при этом ширина запрещённой зоны становится равной нулю. В случае больших температур (рис. 1с), зонная структура становится нормальной, и открывается щель шириной 18 мэВ.



**Рис. 2.** Экспериментальные значения подгоночных параметров (эффективной массы (а) и скорости (б)).

Для анализа полученных спектров поглощения использовалась упрощённая модель Кейна 6 x 6, без учёта спин-отщеплённой зоны, в которой эффективная масса носителей  $m_0$  и скорость  $c$  использовались в качестве подгоночных параметров. Можно заметить, что эффективная масса носителей монотонно увеличивается с ростом температуры для обоих образцов (см. рис. 2а).

Однако в случае образца В, при низких температурах она принимает отрицательное значение, а при критической температуре 77 К обращается в нуль. Однако наибольший интерес представляет независимость скорости носителей, используемой в качестве подгоночного параметра, от состава исследуемых структур и температуры (см. рис. 2б). Полученное значение составляет  $(1.07 \pm 0.05) \times 10^6$  м/с, что совпадает с теоретическим значением  $c = \sqrt{(2P^2 / (3\hbar^2))}$ , где  $P$  – параметр модели Кейна<sup>10</sup>.

*Работа выполнена при поддержке CNRS (LIA TeraMIR, Terapole Gepeto Platform), “Terasens”, РАН, РФФИ №15-02-05154 и гранта МК-1136.2017.2*

### Литература

1. P.R. Wallace. // Phys. Rev. **71**, 622–634 (1947).
2. K.S. Novoselov et al. // Nature **438**, 197, (2005).
3. M.Z. Hasan, C.L. Kane. // Rev. Mod. Phys. **82**, 3045–3067 (2010).
4. X.-L. Qi, S.-C. Zhang. // Rev. Mod. Phys. **83**, 1057–1110 (2011).
5. Z.K. Liu et al. // Nat. Mater. **13**, 677–681 (2014).
6. M. Orlita et al. // Nat. Phys. **10**, 233–238 (2014).
7. V.S. Varavin et al. // Opto-Electronics Rev. **11**, 381–395 (2002).
8. N.N. Mikhailov et al. // Int. J. Nanotechnol. **3**, 120 (2006).
9. F. Teppe et al. // Nat. Commun. **7**, 12576 (2016).
10. E.G. Novik et al. // Phys.Rev. B **72**, 35321 (2005).

# Spin-Orbit Torques and Skyrmion Hall Angle

O.A. Tretiakov<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

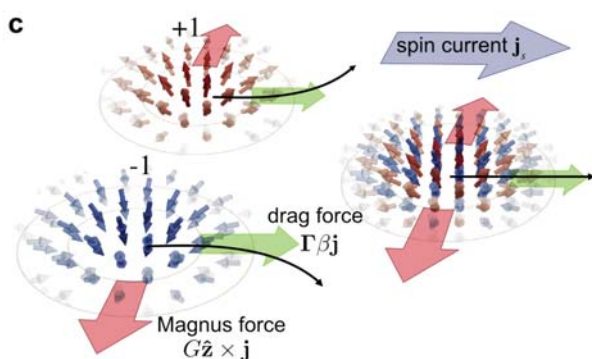
<sup>2</sup> School of Natural Sciences, Far Eastern Federal University, Vladivostok 690950, Russia.

\*olegt@imr.tohoku.ac.jp,

We present a microscopic theory of spin-orbit torques in ferromagnet/heavy-metal bilayers. This theory is used to explain skyrmion motion in ferromagnets and antiferromagnets, including the value of the skyrmion Hall angle. The theory is compared with the recent experiments on skyrmion dynamics.

## Ferromagnetic Materials

Manipulating small spin textures that can serve as bits of information by electric and spin currents is one of the main challenges in the field of spintronics. Ferromagnetic skyrmions attracted a lot of attention because they are small in size and are better than domain walls at avoiding pinning sites while moved by electric current. Moreover, recently in ferromagnet/heavy-metal bilayers they were shown to move very efficiently by the so-called "spin-orbit" torques. We formulated the general theory of these torques including their microscopic treatment in disordered systems [1]. This allows us to calculate skyrmion Hall angle, which was recently revealed by X-ray microscopy. We show that this angle depends on dynamical deformations of the skyrmion due to spin-orbit torques [2].



**Fig. 1.** The graph illustrates the absence of topological Hall effect on AFM Skyrmion and is taken from reference [3].

## Antiferromagnetic Materials

Ferromagnetic skyrmions, however, also have certain disadvantages, such as the presence of stray fields and transverse dynamics, making them harder to employ in spintronic devices. To avoid these unwanted effects,

we propose a novel topological object: the antiferromagnetic (AFM) skyrmion [3] and explore its properties using analytical theory based on microscopic analysis, generalized Thiele equation, and micromagnetic simulations.

This topological texture has no stray fields and we show that its dynamics are faster compared to its ferromagnetic analogue. We obtain the range of stability and the dependence of AFM skyrmion radius on the strength of Dzyaloshinskii-Moriya interaction coming from relativistic spin-orbit effects. Moreover, we study the temperature effects on the stability and mobility of AFM skyrmions. We find that the thermal properties, e.g. such as the antiferromagnetic skyrmion radius and diffusion constant, are rather different from those for ferromagnetic skyrmions. More importantly, we show that due to unusual topology the AFM skyrmions do not have a velocity component transverse to the current (no skyrmion Hall effect), and thus may be interesting candidates for spintronic memory and logic applications.

## Литература

1. I. Ado, O.A. Tretiakov, and M. Titov, ArXiv:1603.07994 (2016).
2. K. Litzius, I. Lemesh, B. Kruger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Buttner, K. Sato, O.A. Tretiakov, J. Forster, R.M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schutz, G.S.D. Beach, M. Klau // Nature Physics doi:10.1038/nphys4000 (2016).
3. J. Barker, O.A. Tretiakov // Physical Review Letters, V. 116, 147203 (2016).



# The unusual charge-density wave in the monoclinic phase of NbS<sub>3</sub>

S.G. Zybtev<sup>1</sup>, V.Ya. Pokrovskii<sup>1\*</sup>, V.F. Nasretdinova<sup>1</sup>, S.V. Zaitsev-Zotov<sup>1</sup>, V.V. Pavlovskiy<sup>1</sup>, Woei Wu Pai<sup>2§</sup>, M.-W. Chu<sup>2</sup>, Y.G. Lin<sup>3</sup>, E. Zupanič<sup>4</sup>, H.J.P. van Midden<sup>4</sup>, S. Šturm<sup>4</sup>, E. Tchernychova<sup>5</sup>, A. Prodan<sup>4</sup>, J.C. Bennett<sup>6</sup>, I.R. Mukhamedshin<sup>7</sup>, O.V. Chernysheva<sup>8</sup>, A.P. Menushenkov<sup>8</sup>, A.N. Titov<sup>9</sup>

1 Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Mokhovaya 11-7, Moscow, 125009

2 Center for condensed matter sciences, National Taiwan University, Taipei, Taiwan, 106

3 National synchrotron research center, Hsinchu, Taiwan 300

4 Jožef Stefan Institute, Jamova 39, SI-1000 Ljubljana, Slovenia

5 Department of Materials Chemistry, National Institute of Chemistry, Hajdrihova 19, SI-1000 Ljubljana, Slovenia

6 Department of Physics, Acadia University, Wolfville, Nova Scotia, Canada B0P 1X0

7 Institute of Physics, Kazan Federal University, Kazan, 420008

8 National Research Nuclear University "MEPhI" (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoe sh. 31, Moscow, 115409

9 Ural Federal University, Mira 19, 620002, Yekaterinburg

\* pok@cplire.ru, § wpai@ntu.edu.tw

We are reporting on the charge-density wave (CDW-2) forming in NbS<sub>3</sub>, phase II, at the temperature  $T_{P2}=150$  K. The transition is found only in the sulfur deficient samples. The CDW-2 is clearly detected in the resistance and in the collective transport measurements, but does not show any lattice distortions at  $T_{P2}$  in the diffraction studies. However, features near  $T_{P2}$  are clearly detected in the temperature dependences of the <sup>93</sup>Nb NMR relaxation time and in XANES (X-ray absorption near-edge spectroscopy) spectra measured at S and Nb peaks. Anomalous photoresponse of CDW-2 is also reported. Among others, the concept of excitonic dielectric is considered as the origin of CDW-2.

## Introduction

The monoclinic phase of NbS<sub>3</sub>, known also as phase II, shows two coexisting charge-density waves (CDWs) at room temperature,  $T$ . The corresponding lattice distortions are characterized by the wave-vectors  $\mathbf{q}_1 = (0.5, 0.298, 0)$  and  $\mathbf{q}_0 = (0.5, 0.352, 0)$  [1]. The  $\mathbf{q}_1$ -CDW (CDW-1) emerges at  $T_{P1}=340-370$  K and shows the features typical of the collective electronic transport. Evidence for the  $\mathbf{q}_0$ -CDW (CDW-0) transport has been also shown recently,  $T_{P0}$  has been tentatively estimated as 620-650 K [2].

Here we are reporting on the unusual features of the CDW forming at  $T_{P2}=150$  K (CDW-2).

## The results and discussion

The appearance of CDW-2 and its collective transport are clearly detected in the transport studies. The  $T$  dependence of conductivity,  $\sigma$ , shows a distinct feature at  $T_{P2}$ ; the voltage,  $V$ , dependences of  $\sigma$  below  $T_{P2}$  show a drop at the threshold value,  $V_1$  [2]. However, no lattice distortions at  $T_{P2}$  have been detected in the diffraction structural studies (TEM and powder X-ray). Nevertheless, features near  $T_{P2}$  have been clearly detected in the

temperature dependences i) of the nuclear transverse magnetization relaxation time measured at the central <sup>93</sup>Nb NMR line and ii) of XANES (X-ray absorption near edge structure) spectra measured at two S and one Nb peak [2].

Under RF irradiation sliding CDW-2 shows Shapiro steps, – a typical feature of CDW transport. The RF interference shows that the charge density carried by CDW-2 per one wavelength can be from 3 to 1000 times lower than that of CDW-1. This is too low for a usual CDW formed through the Peierls transition. The charge density scales with the sample specific conductivity,  $\sigma_s$ , above  $T_{P2}$ . The composition studies of NbS<sub>3</sub> samples have shown that CDW-2 is observed only in S deficient samples, which show relatively high  $\sigma_s$ . Therefore, CDW-2 is concluded to be a condensate of electrons donated by S vacancies [2]. This is the first known case of doping-induced electrons condensation into a collective state.

One of the surprising features of CDW-2 is the variation of the  $\sigma(T)$  curves with the change of  $\sigma_s$  (for  $T>T_{P2}$ ). The value of  $T_{P2}$  does not depend on  $\sigma_s$ , and changes in  $\sigma_s$  within 1.5 orders of magnitude result

only in vertical shift of the  $\sigma_s(T)$  curve in the logarithmic scale. Thus, the transition at  $T_{p2}$  is not directly coupled with the concentration of the electrons induced by doping [2].

We have also observed indications of the purely electronic nature of the CDW-2, while the lattice distortion, if any, plays a secondary role. In contrast to CDW-1, both  $T_{p2}$  value and the I-V curves of CDW-2 show very low sensitivity to the uniaxial strain,  $\varepsilon$ , of the samples [2]:  $d\log(T_{p2})/d\varepsilon \sim 0.1$ ,  $d\log(T_{p1})/d\varepsilon \sim 1.5$ , which is a very low value for a CDW, while the non-linear conductivity does not show any regular changes for  $\varepsilon$  in the range 0–1%. The critical slowing-down of fluctuations revealed by NMR near  $T_{p2}$  is also in accord with the electronic nature of the distortion: the relaxation of the transverse magnetization can be stimulated by fluctuations of both magnetic and electric fields, and its freezing can reveal not only a lattice but also an electronic ordering. This would explain, why no lattice distortion is observed at  $T_{p2}$  with diffraction methods.

Another anomalous feature of NbS<sub>3</sub> is the effect of infra-red (IR) irradiation on the CDW-2 transport [3]. Earlier the impact of light on the CDW transport has been reported for K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub> [4] and o-TaS<sub>3</sub> [5]. In both cases the threshold field,  $E_c$ , for the CDW depinning grows under optical irradiation. The effect was explained in terms of the CDW rigidity: the optically excited electrons are supposed to decrease the CDW elastic modulus and increase  $E_c$ .

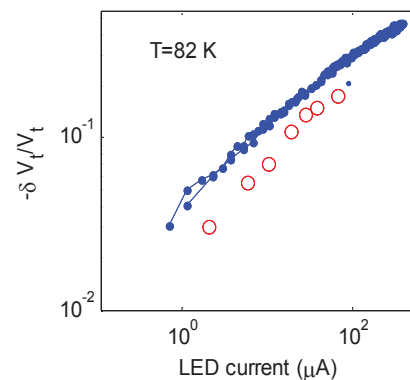
To study photoconductivity in NbS<sub>3</sub> we used IR LED with the frequency corresponding to  $h\nu=1.2$  eV, which is above the known energy gap, 0.43 eV [6]. In case of CDW-1 the  $V_t$  value is found to increase with the power of irradiation,  $W$ , like in [4,5]. The  $V_t$  variation was too small to establish the dependence of  $V_t$  vs.  $W$ .

In contrast, CDW-2 shows a *decrease* of  $V_t$  vs.  $W$ ;  $\delta V_t \propto W^{1/2}$  (Fig. 1). For the maximum  $W$  values  $\delta V_t$  is of the order of  $V_t$  at  $W=0$ , while  $V_t(W)$  is non-linear even for the lowest values of  $W$ , when  $\delta V_t \ll V_t(0)$ . Presumably, changes of the CDW-2 rigidity [4,5] result in a linear  $V_t(W)$  dependence for small  $W$ . Thus, the behavior of CDW-2 under the irradiation indicates its specific interaction with the pristine lattice.

The increase of the linear conductivity under the IR irradiation also follows the  $W^{1/2}$  dependence [3].

To explain the origin of CDW-2 we considered the mechanisms of Wigner crystallization and Keldysh-Kopaev transition (formation of excitonic dielectric)

[2]. These orderings are primarily of electronic nature.



**Fig. 1.** The relative  $V_t$  drop vs.  $W$ . The sample dimensions are  $45\mu\text{m} \times 0.014\mu\text{m}^2$ .  $100\mu\text{A}$  corresponds to  $\sim 1\text{ mW/cm}^2$ . ‘o’ – data taken from the I-V curves matching. ‘•’ – from  $\sigma(W)$  at fixed  $V$ .

The concept of excitonic dielectric is more favorable, because it explains the low sensitivity of  $T_{p2}$  on the concentration of electrons condensed into CDW-2. In the limiting case of zero concentration of the donated electrons the transition persists: the CDW-2 is formed by coupling of equal numbers of electrons and holes, as is suggested for the “classical” Keldysh-Kopaev transition. Alternatively, the CDW-2 can emerge at stacking faults in NbS<sub>3</sub>. This hypothesis seems to be supported by the first STM studies of this compound.

*RFBR (Grants 16-02-01095, 17-02-01343, 14-02-92015) and Slovenia-Russia project ARRS-MS-BI-RU-JR-Prijava/2016/51 are acknowledged.*

## References

1. P. Monceau // *Adv. in Physics*, V. 61, 325 (2012).
2. S.G. Zytsev, V.Ya. Pokrovskii, V.F. Nasretdinova et al. // *Phys. Rev. B*, V. 95, 035110 (2017)
3. S.G. Zytsev, V.Ya. Pokrovskii, V.F. Nasretdinova et al. // International research school "Electronic States and Phases Induced by Electric or Optical Impacts" IMPACT 2016, Cargese, France, "Program and abstracts", PII-10, p. 160
4. N. Ogawa et al. // *Phys. Rev. Lett.* V. 87 256401 (2001)
5. S.V. Zaitsev-Zotov, V.F. Nasretdinova, and V.E. Minakova // *Physica B* V. 460, 174 (2014)
6. V.F. Nasretdinova et al. // *Nonequilibrium Phenomena in Complex Matter: new observations and new theories*, Ambrož, Krvavec, Slovenia, 13-16 December 2015, BOOK OF ABSTRACTS, p. 46.

# Определение типа энергетического строения гетероструктур с диффузионно-размытыми границами

Д.С. Абрамкин<sup>\*1,2</sup>, А.К. Бакаров<sup>1</sup>, Д.А. Колотовкина<sup>1,2</sup>, А.К. Гутаковский<sup>1,2</sup>,  
Т.С. Шамирзаев<sup>1,2</sup>

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

Развита методика определения типа энергетического строения гетероструктур (ГС), основанная на анализе спектрального смещения максимума полосы фотолюминесценции (ФЛ) как функции плотности мощности возбуждения ( $P_{ex}$ ), и учитывающая влияние флуктуационных «хвостов» плотности энергетических состояний на характер смещения. Методика отработана на InAs/AlAs, GaAs/AlAs, GaSb/AlAs и AlSb/AlAs ГС с квантовыми ямами. Сопоставление результатов моделирования и экспериментальных спектров ФЛ данных показало, что «синее» смещение полосы ФЛ ГС с диффузионно размытыми границами и имеющих энергетическое строение первого рода  $\sim \ln(P_{ex}/P_0)$ , а для ГС второго рода  $\sim a \cdot \ln(P_{ex}/P_0) + b \cdot P_{ex}^{1/3}$ , при постоянной ширине полосы ФЛ. Уширение полосы ФЛ с ростом  $P_{ex}$  указывает на сосуществование подсистем с энергетическим строением первого и второго рода в рамках одной ГС.

## Введение

Низкоразмерные гетероструктуры (ГС) можно подразделить на структуры с энергетическим спектром первого рода, в которых электроны и дырки локализованы в одной области пространства, и с энергетическим спектром второго рода, в которых они пространственно разделены. ГС второго рода, характеризуются «синим» сдвигом положения максимума полосы фотолюминесценции (ФЛ), пропорциональным корню кубическому от плотности мощности возбуждения ( $P_{ex}$ ) [1]. Поскольку в хорошо изученных ГС первого рода (GaAs/AlGaAs), сдвиг полосы ФЛ практически отсутствует [2], зачастую утверждение о принадлежности ГС к системам второго рода делается только на основании наличия «синего» смещения полосы ФЛ с ростом  $P_{ex}$ , при этом характер смещения не анализируется. В то же время, для ГС, как первого рода, так и второго рода, возможно «синее» смещение полосы ФЛ, вызванное заполнением энергетических состояний [3]. В особенности этот эффект заметен для ГС с диффузионно-размытыми границами. В таких ГС имеют место неоднородности по размерам и химическому составу, что приводит к образованию протяжённых флуктуационных «хвостов» плотности состояний [4]. Это приводит к тому, что сдвиг полосы ФЛ, вызванный заполнением энергетических состояний, становится сравним по величине со сдвигом, вызванным пространственным разделением носителей заряда [1]. Это осложняет корректное

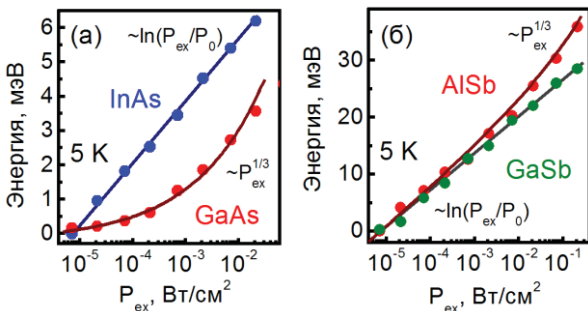
определение типа энергетического строения ГС с диффузионно-размытыми границами. В настоящей работе развита методика определения типа энергетического строения ГС с диффузионно-размытыми границами. Методика апробирована на GaSb/AlAs и AlSb/AlAs ГС, тип энергетического строения которых заранее не известен.

## Исследуемые гетероструктуры

Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs ориентации (001). Квантовые ямы (КЯ), сформированные из 1 монослоя GaSb и AlSb, осаждённого при температуре 480°C, расположены между обкладками AlAs толщиной 50 нм. Слой AlAs защищён от окисления 20 нм слоем GaAs. В аналогичных условиях выращены тестовые ГС с InAs/AlAs КЯ первого рода [5] и GaAs/AlAs КЯ второго рода [6]. Кристаллическое строение ГС исследовано методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и спектроскопии ФЛ. Распределение химических элементов в ГС исследовано методом энерго-дифракционного анализа. Показано, что КЯ формируются из неоднородных твёрдых растворов. Сегрегация атомов In и Sb приводит к диффузионному размытию гетерограниц InAs/AlAs, GaSb/AlAs и AlSb/AlAs КЯ. Поскольку сегрегация Ga в AlAs подавлена, GaAs/AlAs КЯ характеризуется резкой гетерограницей.

### Экспериментальные результаты

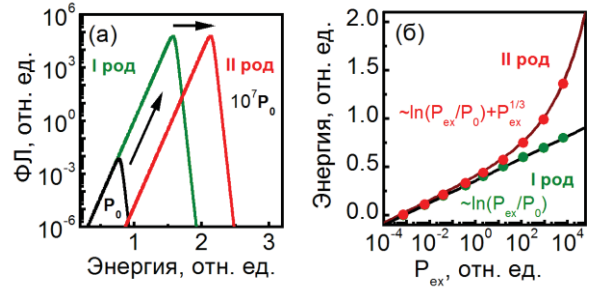
Зависимости смещения максимума полосы ФЛ от  $P_{ex}$  для тестовых ГС и III-Sb/AlAs ГС с КЯ представлены на рисунках 1 (а) и (б), соответственно. Интегральная интенсивность ФЛ сохраняет линейную зависимость от  $P_{ex}$  во всём диапазоне измерений. При изменении  $P_{ex}$  почти на 4 порядка величины полоса ФЛ для InAs/AlAs (GaAs/AlAs) ГС смещается на величину 6 мэВ (3,5 мэВ). Смещение полосы ФЛ  $\sim \ln(P_{ex}/P_0)$  и  $\sim P_{ex}^{1/3}$  для InAs/AlAs и GaAs/AlAs КЯ, соответственно. При изменении  $P_{ex}$  более чем на 4 порядка величины полоса ФЛ для GaSb/AlAs (AlSb/AlAs) ГС смещается на величину 25 мэВ (35 мэВ). Смещение полосы ФЛ GaSb/AlAs ГС  $\sim \ln(P_{ex}/P_0)$ , в то время как для AlSb/AlAs ГС смещение  $\sim \ln(P_{ex}/P_0)$  при  $P_{ex} < 1$  мВт/см<sup>2</sup> и  $\sim P_{ex}^{1/3}$  при  $P_{ex} > 1$  мВт/см<sup>2</sup>. Ширина полосы ФЛ для всех исследуемых ГС практически не зависит от  $P_{ex}$ .



**Рис. 1.** Зависимости смещения максимума полосы ФЛ от плотности мощности возбуждения для гетероструктур: (а) InAs/AlAs и GaAs/AlAs и (б) GaSb/AlAs и AlSb/AlAs.

### Обсуждение результатов

Тестовая GaAs/AlAs ГС второго рода демонстрирует, как и ожидалось [2], «синий» сдвиг полосы ФЛ  $\sim P_{ex}^{1/3}$ . Наблюдаемый логарифмический сдвиг полосы ФЛ InAs/AlAs ГС первого рода вызван заполнением флуктуационных «хвостов» плотности состояний [7]. Следовательно, чисто логарифмический сдвиг полосы ФЛ GaSb/AlAs ГС позволяет отнести её к системам первого рода. Для объяснения сложного характера смещения полосы ФЛ AlSb/AlAs ГС были проведены расчёты спектров ФЛ ГС с диффузионно-размытыми границами, с учетом заполнения энергетических состояний флуктуационных «хвостов» плотности состояний [3]. В соответствии с [8], плотность состояний в «хвосте»  $\sim \exp(-E/E_0)$ . Для ГС второго рода был также учтён сдвиг уровней размерного квантования  $\sim P_{ex}^{1/3}$  [1].



**Рис. 2.** Расчётные спектры ФЛ (а) и смещения их максимума с ростом  $P_{ex}$  (б), для ГС первого и второго рода.

Результаты расчётов представлены на рисунке 2. Смещение спектра ФЛ ГС первого рода  $\sim \ln(P_{ex}/P_0)$ , в то время как для ГС второго рода  $\sim a \cdot \ln(P_{ex}/P_0) + b \cdot P_{ex}^{1/3}$ , при этом ширины спектров не зависят от  $P_{ex}$ . Сопоставление с данными ФЛ позволяет отнести AlSb/AlAs ГС к системам второго рода. Показано, что в случае сосуществования подсистем первого и второго рода в рамках одной ГС будет наблюдаться уширение полосы ФЛ с ростом  $P_{ex}$ .

### Заключение

С повышением плотности мощности возбуждения гетероструктуры первого рода демонстрируют «синее» смещение полосы ФЛ  $\sim \ln(P_{ex}/P_0)$ , в то время как ГС второго рода  $\sim a \cdot \ln(P_{ex}/P_0) + b \cdot P_{ex}^{1/3}$ , при постоянной ширине полосы ФЛ. Уширение полосы ФЛ с ростом  $P_{ex}$  указывает на сосуществование подсистем первого и второго рода в ГС.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-32-60015 и 16-02-00242).*

### Литература

1. N.N. Ledentsov, et al. // Phys. Rev. B 52, 14058 (1995).
2. R. Stepniewski, et al. // Phys. Rev. B 40, 9772 (1989).
3. S.K. Brieley S.K. // J. Appl. Phys., 74, 2760 (1993).
4. A. Klochikhin, et al. // Phys. Rev. B, 59, 12947 (1999).
5. T.S. Shamirzaev, et al. // Phys. Rev. B, 76, 155309 (2007).
6. P. Dawson, et al. // J. Appl. Phys., 65, 3606 (1989).
7. J. Duarte, et al. // Phys. Rev. B, 77, 165322, (2008).
8. M. Oueslati, et al. // Phys. Rev. B, 37, 3037 (1988).

# Свойства пористого кремния, легированного переходными элементами группы железа

А.С. Абросимов, Е.С. Демидов\*, В.В. Карзанов, Н.Е. Демидова, Л.И. Бударин

Нижегородский государственный университет им Н. И. Лобачевского (ННГУ), просп. Ю. Гагарина, 23, , Нижний Новгород, 603950.

\*demidov@phys.unn.ru

Представлены новые результаты исследования свойств пористого кремния (ПК) толщиной в десятки нанометров, ПК с введением в поры атомов или ионов 3d- переходных элементов с последующими отжигами. Исследовался продольный и поперечный транспорт тока, магниторезонансные свойства. Приводятся данные исследования ВАХ диодных структур с прослойкой ПК, легированного 3d- элементами. Наблюдались нелинейные ВАХ, которые анализировались в рамках модели дискретного туннелирования. Обнаружен существенный гистерезис в переносе тока в ПК:Mn, после окислительного отжига при 1000°C.

## Введение

Пористый кремний (ПК) обладает уникальными оптическими, люминесцентными, и электрофизическими свойствами [1, 2]. Многие годы этот материал привлекает внимание в связи с его интересными свойствами и совместимостью с технологией наиболее распространённой кремниевой микроэлектроники. Согласно [3] ПК представляет собой трехфазную систему из волокон или гранул кремния, окружённых слоем оксида кремния и воздухом между ними. Такая система интересна тем, что гранулы или волокна кремния имеют поперечные размеры в единицы нанометров, что позволяет экспериментально наблюдать эффекты, связанные с дискретностью туннелирования электронов при комнатной температуре. В настоящей работе представлены новые результаты исследования модификации свойств ПК введением в поры атомов или ионов 3d- переходных элементов двумя вариантами. В одном варианте поры слоёв ПК пропитывались водными растворами солей переходных элементов с последующим высушиванием и окислительным отжигом. При этом предполагалось образование оксида кремния легированного ионами 3d- элементов. Такие слои представляют интерес для реализации дискретного туннелирования сквозь атомы переходных элементов, возможность и привлекательность которого теоретически была рассмотрена в [4]. В другом варианте производилось электролитическое осаждение наноразмерных включений 3d-металлов. Исследовался продольный и поперечный транспорт тока, магниторезонансные свойства. Приводятся данные исследования ВАХ диодных структур с прослойкой ПК, легированного 3d- элементами. Наблюдались нелинейные ВАХ, которые анализировались в рамках модели дискретного туннелирования.

## Методика эксперимента

Пористые слои толщиной от 50 нм до 3 мкм формировались на пластинах монокристаллического кремния марок КЭС0.01 или КЭМ0.003 с ориентацией (110). Высокий уровень легирования подложек выбирался для минимизации вклада области пространственного заряда в поперечный транспорт тока. Анодное травление проводилось в смеси 60% плавиковой кислоты и этилового спирта в соотношении 1:1 при средней плотности тока 10 мА/см<sup>2</sup>. В одном варианте поры слоёв ПК пропитывались водными растворами солей переходных элементов с последующим высушиванием и окислительным отжигом. В другом варианте производилось электролитическое осаждение слоёв 3d- металлов Mn, Fe, Co и Ni а также РЗМ Eu. Поперечный электро-транспорт определялся по виду ВАХ диодных структур In/ПК/Si с прослойкой ПК. Спектры ЭПР снимались на спектрометре EMX фирмы Брукер при 293К.

## Результаты и обсуждение

К числу наиболее интересных результатов относятся данные изменения свойств сверхтонких в десятки нанометров слоёв ПК по мере их роста. На рис. 1 представлены спектры ЭПР слоёв ПК в зависимости от времени их формирования. Скорость роста слоёв ПК при использованном режиме по результатам эллипсометрических измерений составляет 5 нм/с. Поэтому указанные времена 10, 30 и 60 с соответствуют толщинам 50, 150 и 300 нм. Рисунок 1 демонстрирует спектры ЭПР известных Р<sub>b</sub> – центров безизлучательной рекомбинации. Оказалось, что в отличие от варианта толстых толщиной больше микрона слоёв ПК в наноразмерном случае интенсивность ЭПР Р<sub>b</sub> – центров нелинейно зависит от времени  $t$  роста слоёв  $Y \sim t^{1/1.85}$ .

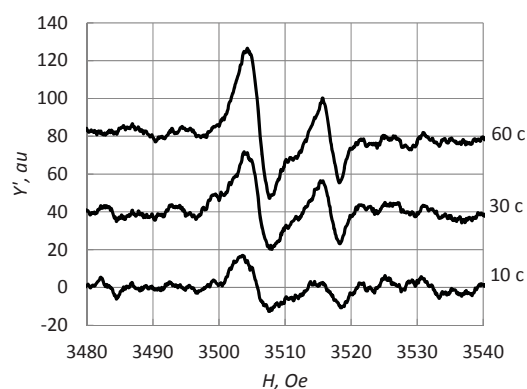


Рис. 1. Спектры ЭПР слоёв ПК в зависимости от времени их формирования. Справа напротив каждого спектра указано время формирования в секундах.

Этот чуть более быстрый, чем диффузионный закон  $t^{1/2}$  означает почти диффузионный процесс удаления кремния из пор с небольшим вкладом дрейфа.

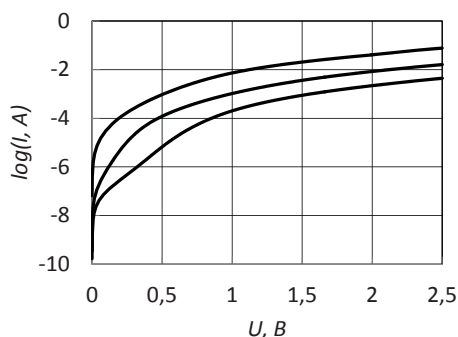


Рис. 2. ВАХ диодных структур с прослойкой сверхтонких слоёв ПК. Кривые сверху вниз соответствуют толщинам прослоек ПК 50, 150 и 300 нм.

ВАХ на рис. 2 содержат характерные для дискретного туннелирования начальный линейный участок и последующий экспоненциальный рост тока. Вид ВАХ практически не меняется при изменении направления тока, что свидетельствует о пренебрежимом вкладе ОПЗ подложки в вид характеристик поперечного транспорта тока. Пропитка пор водными растворами солей 3d-элементов с последующей сушкой слабо влияла на ЭПР  $P_b$  – центров и ВАХ диодных структур. Это означает, что  $P_b$  – центры находятся внутри наночастиц кремния в ПК, а не являются оборванными связями на поверхности этих наночастиц, как считают некоторые авторы. Сохранение ВАХ означает, что туннелирование электронов в ПК происходит сквозь те же наночастицы Si.

Для устранения вклада туннелирования сквозь наночастицы кремния путём превращения их в  $SiO_2$  часть образцов с ПК, легированном Mn, Ni и Eu отжигалась на воздухе в течение 30 мин при

$1000^\circ C$ . Данные поперечного транспорта тока показали в случаях слоёв ПК без дополнительных примесей, с примесями Ni и Eu линейный вид ВАХ при напряжениях до 80 В на обкладках диодной структуры с прослойкой ПК толщиной 3 мкм. Определённое при этом удельное сопротивление  $\rho \approx 10^{13}$  Ом·см много меньше, чем у чистого  $SiO_2$ .

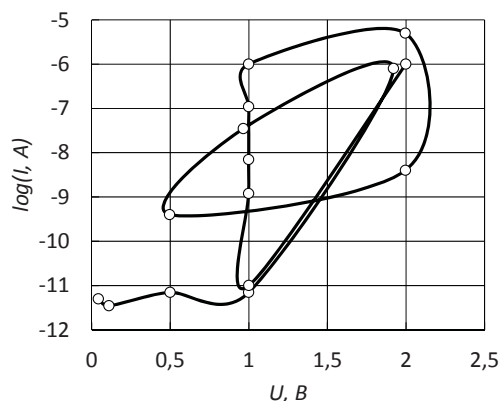


Рис. 3. ВАХ диодной структуры с прослойкой ПК толщиной 3 мкм с примесью марганца отожжённой 30 мин при  $1000^\circ C$ .

Вероятно, применённого высокотемпературного отжига ещё не достаточно, чтобы полностью устранить туннелирование сквозь включения кремния. Совсем иной и необычный поперечный транспорт тока был обнаружен в ПК толщиной 3 мкм с примесью марганца отожжённом 30 мин при  $1000^\circ C$  (рисунок 3). Имеет место существенный сложный гистерезис природа которого неясна. Скорее всего, в таком ПК присутствуют подвижные ионы, полевое перераспределение которых приводит к изменению путей прохождения тока. Возможно, такая мемристорная структура имеет перспективу в качестве ячеек памяти. В ПК:Mn был обнаружен сравнительно интенсивный изотропный асимметричный спектр ЭПР с фактором  $g=2,00173$ . Природа этих центров, вероятно, связанных с Mn не известна.

## Литература

1. Handbook of Porous Silicon, Leigh Canham Editor, Springer International Publishing Switzerland 2014, 1012 p.
2. Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова // Вестник ННГУ, серия ФТТ, В. 1(8), 22 (2005).
3. E.S. Demidov, V.V. Karzanov, V.G. Shengurov // JETPL, V. 67, 839 (1998).
4. Е.С. Демидов // Письма в ЖЭТФ, 71, 513 (2000).

# Связь длинноволновой границы чувствительности пленок PbSnTe:In, полученных методом МЛЭ, с их составом и структурой

А.Н. Акимов<sup>1</sup>, А.Э. Климов<sup>1, 2, \*</sup>, Н.С. Пашин<sup>1</sup>, А.С. Ярошевич<sup>1</sup>,  
М.Л. Савченко<sup>1</sup>, В.С. Эпов<sup>1</sup>, Е.В. Федосенко<sup>1, §</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> Новосибирский Государственный Технический Университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

\* klimov@isp.nsc.ru, § fedos@isp.nsc.ru

С помощью фурье-спектрометра получены спектральные характеристики фотопроводимости легированных In пленок PbSnTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Экспериментальные значения длинноволновой границы фоточувствительности сопоставляются с данными по составу пленок, измеренными с помощью рентгеновского микроанализа, и расчетными величинами ширины запрещенной зоны для различных значений состава твердого раствора.

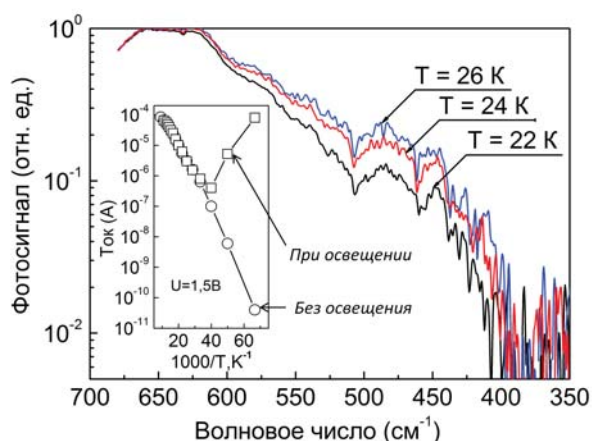
Ширина запрещенной зоны твердого раствора  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  уменьшается от  $E_g = 0,19$  эВ ( $x = 0$ ) до нуля в точке инверсии зон при  $x = 0,35$  ( $T = 0$ ) [1,2]. Сколь угодно малая  $E_g$  вблизи  $x = 0,35$  делает PbSnTe привлекательным для создания фотоприемников (ФП) сверхдальнего ИК (свыше 14 – 20 мкм) и терагерцового (свыше 100 мкм) диапазонов на основе межзонных оптических переходов. Многоэлементные фотоприемные устройства (ФПУ) диапазона  $\lambda_{кр} \leq 20 - 25$  мкм на основе пленок PbSnTe с рекордными для рабочей  $T \approx 7$  К значениями  $NEP \leq 10^{-18}$  Вт/Гц<sup>0,5</sup> были реализованы в [3]. При этом необходимые для функционирования ФПУ низкие темновые токи ФП были достигнуты за счет легирования пленок PbSnTe индием.

## Результаты и обсуждение

Проблема продвижения ФПУ этого типа в более длинноволновой диапазон связана с тем, что с помощью легирования In темновая проводимость PbSnTe может быть снижена до требуемой величины только в определенной области составов – не более чем до  $x \sim 0,28$  [4,5]. Согласно [2], это соответствует  $E_g \leq 0,038$  эВ и  $\lambda_{кр} \leq 32$  мкм. Однако достаточно низкую проводимость при  $T \leq 20$  К имеют и отдельные полученные нами пленки PbSnTe:In с составом вплоть до  $x \sim 0,33$ , которому соответствует расчетная  $\lambda_{кр} \sim 115$  мкм. Вместе с тем, оценки  $\lambda_{кр}$ , полученные с использованием фурье-спектрометра [6] и низкотемпературных излучателей типа АЧТ ( $T_{АЧТ} < 40 - 80$  К), показали, что

у исследованных образцов  $\lambda_{кр} \leq 30 - 40$  мкм. Одной из причин такого значительного расхождения может быть то, что зависимость  $E_g(x)$  [2] требует корректировки для PbSnTe:In с содержанием In до нескольких ат. %, представляющего собой, по сути, четверное, а не тройное соединение. Другой возможной причиной является неоднородность состава [7]. Неоднородность состава пленок PbSnTe:In как по толщине, так и по площади описана в [8], ее возможная роль в появлении гигантской отрицательной фотопроводимости отмечена в [6].

С целью установления связи между составом пленок и их длинноволновой чувствительностью и оценки максимально достижимой  $\lambda_{кр}$  ФП на межзонных переходах на основе PbSnTe:In в настоящей работе сделан анализ комплексных исследований фотопроводимости с применением фурье-спектрометра, однородности состава по толщине и площади МЛЭ-пленок PbSnTe:In с использованием рентгеновского микроанализа с высоким пространственным разрешением ( $< 100$  нм) и температурной зависимости проводимости. Исследованы полученные методом МЛЭ пленки  $Pb_{1-x}Sn_xTe:In/BaF_2$  микронной толщины с составами до  $x \sim 0,34$ , переходящие при  $T < 20$  К в высокоомное состояние. На рисунке показаны температурные зависимости тока и спектры фотопроводимости (фурье-спектрометр) одного из таких образцов с  $x = 0,305$ , для которого рассчитанная по [2]  $\lambda_{кр} = 51$  мкм ( $196$  см<sup>-1</sup>).



**Рис. 1.** Спектры фотопроводимости образца  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}$  вблизи длинноволновой границы при разных температурах. На вставке показана температурная зависимость ВАХ.

## Благодарность

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

## Литература

1. J.O. Dimmock, I. Melngailis and A.J. Strauss // Phys. Rev. Lett. 16, 1193 (1966).
2. W.W. Anderson // IEEE J. Quant. Electronics QE-13, 532 (1977).
3. А.Э. Климов, В.Н. Шумский // Гл. 6 в «Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона», Наука, Новосибирск, 2001, с. 308–372.
4. Б.А. Акимов и др. // ФТП 13, 752 (1979).
5. S. Такаока, Т. Итога, К. Мураса // Jpn. J. Appl. Phys. 23, 216 (1984).
6. А.Н. Акимов и др. // ФТП 50, 1713 (2016).
7. Г.А. Калужная, К.В. Киселева // Труды ФИАН 177, 5 (1987).
8. E.V. Fedosenko et al. // Appl. Surf. Science. 78, 413 (1994).



# Влияние поверхности на угловые особенности магнетосопротивления пленок PbSnTe:In в режиме ограничения тока пространственным зарядом

А.Н. Акимов<sup>1</sup>, А.Э. Климов<sup>1, 2</sup>, С.П. Супрун<sup>1</sup>, В.С. Эпов<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, ул. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> НГТУ, пр-т К.Маркса, 20, Новосибирск, 630073

\*epov@isp.nsc.ru

Приведены экспериментальные угловые зависимости магнетосопротивления структур на основе эпитаксиальных пленок PbSnTe:In/BaF<sub>2</sub> в режиме инжекции из контактов и ограничения тока пространственным зарядом при различной взаимной ориентации магнитного и электрического полей и нормали к поверхности пленки. Проанализированы возможные причины разного вклада свободной поверхности пленок и границы раздела с подложкой в наблюдаемые эффекты.

## Введение

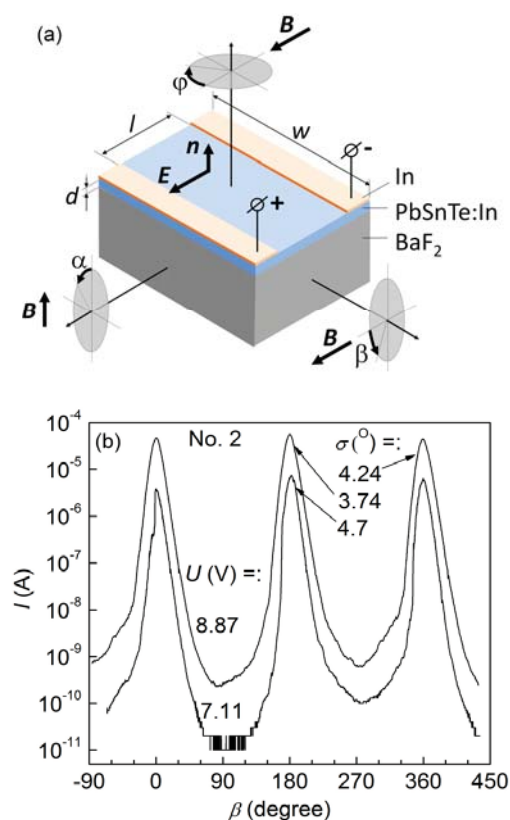
В области составов  $x \approx 0,22 - 0,28$  при гелиевых температурах легированный индием твердый раствор Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te:In при ширине запрещенной зоны  $E_g < 0,07$  эВ может иметь удельное сопротивление  $\rho > 10^8 - 10^{10}$  Ом·см [1], сравнимое с  $\rho$  обычных широкозонных диэлектриков. Соответствующее «сопротивление на квадрат» пленок микронной толщины достигает значений более  $10^{12}$  Ом. В этом случае определяющим механизмом латеральной проводимости пленок PbSnTe:In на изолирующих подложках становится инжекция из контактов и токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ). Большая статическая диэлектрическая проницаемость  $\epsilon > 2000 - 4000$  и подвижность носителей заряда  $\mu > 1000 - 10000$  см<sup>2</sup>·В<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup> дают возможность регистрировать ТОПЗ при межконтактном расстоянии структур, на несколько порядков превышающем толщину пленок (вплоть до миллиметров), с изменением величины тока на вольтамперных характеристиках (ВАХ) до 8-ми – 9-ти порядков ( $\sim 10^{-12} - 10^{-3}$  А) без разогрева образцов [2]. Это позволяет достигать области напряжений, в которой ТОПЗ после полного заполнения ловушек ограничиваются свободными носителями заряда, и получать информацию о параметрах ловушек. Вблизи области напряжений, в которой происходит полное заполнение ловушек, наложение магнитного поля напряженностью до 4 Тл приводит к эффекту гигантского знакопеременного магнетосопротивления с увеличением тока до  $10^3$  раз и уменьшением свыше  $5 \cdot 10^4$  раз в зависимости

от напряжения, величины и направления магнитного поля.

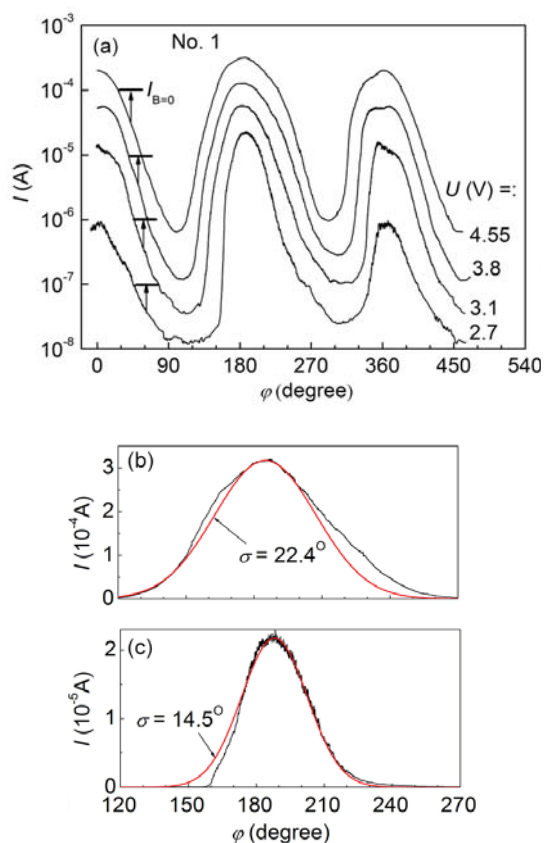
## Результаты и обсуждение

Приведены данные исследований для 2-х образцов, которые имеют схожие особенности. На рис. 1 приведена схема вращения образца в магнитном поле **V** вокруг трех различных осей ( $\alpha$ ,  $\phi$ ,  $\beta$ ) и зависимость тока от угла  $\beta$  при вращении образца №2 вокруг соответствующей оси для двух значений напряжения смещения. Видно, что в этом случае изменение угла  $\beta$  от нуля до  $90^\circ$  приводит к уменьшению тока до  $10^5$  раз и более. При  $V = 0$  величина тока равнялась 0,3 мкА для напряжения  $U = 7,11$  В и 10 мкА для  $U = 8,87$  В, т.е. вблизи  $\beta = 0$  и  $\beta = 180^\circ$  (**V**//**E**) магнетосопротивление было отрицательным. При вращении образца в другой плоскости (угол  $\alpha$ ) было обнаружено, что характер изменения магнетосопротивления связан со свойствами свободной поверхности и границы раздела с подложкой [3]. В этой ориентации на зависимостях  $I(\alpha)$  максимумы расположены вблизи направлений **V**⊥**n** ( $\alpha = 90^\circ$  и  $\alpha = 180^\circ$ ). В случае отклонения носителей заряда к свободной поверхности ( $\alpha = 90^\circ$ ) наблюдался острый максимум с полушириной несколько градусов, а при отклонении к подложке ( $\alpha = 180^\circ$ ) характерная полуширина максимума была больше примерно в десять раз. Значение тока во втором случае было меньше, чем в первом, в 10 – 100 раз. Как видно из рис. 1 б, полуширина максимумов на зависимостях  $I(\beta)$ , как и на зависимостях  $I(\alpha)$ , также составляет несколько градусов. Однако, при вращении магнитного поля

в плоскости подложки (рис. 2, образец № 1) максимумы на зависимостях  $I(\varphi)$  существенно шире с характерными значениями полуширины  $\sigma = 14 - 22^\circ$ . Возможные причины положительного и отрицательного магнетосопротивления, существенного отличия формы максимумов при вращении образцов в указанных плоскостях и влияние химической обработки на угловые зависимости тока рассматриваются в рамках модели ТОПЗ со сложным энергетическим спектром ловушек, которые неоднородно распределены по толщине пленки.



**Рис. 1.** Схема вращения образца в магнитном поле  $\mathbf{B}$  (а).  $\mathbf{E}$  – электрическое поле,  $\mathbf{n}$  – нормаль к поверхности пленки. Угловая зависимость тока  $I(\beta)$  через образец № 2 в магнитном поле  $B = 4$  Тл для двух напряжений на образце (б).  $\sigma$  – полуширина пика, полученная при аппроксимации максимума распределением Гаусса.



**Рис. 2.** Зависимости  $I(\varphi)$  для образца №1 при четырех напряжениях смещения (а) и аппроксимация максимумов вблизи  $\varphi = 180^\circ$  распределением Гаусса  $I(\varphi) = I_0 \exp[-(\varphi - \varphi_0)^2 / 2\sigma^2]$  при  $U = 4.55$  В (б) и  $U = 2.7$  В (с). Величина  $B = 4$  Тл. Стрелками на (а) слева показаны соответствующие значения тока при  $B = 0$ .

## Благодарность

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

## Литература

1. Б.М. Вул, И.Д. Воронова, Г.А. Калюжная и др. // ФТП, т. 29, 1, с. 21–25 (1979).
2. А.Е. Klimov, V.N. Shumsky // Physica B, V. 404, p. 5028–5031 (2009).
3. А.Э. Климов, В. С. Эпов // ФТП, т. 50, 11, с. 1501–1508 (2016).

# Механизмы рекомбинации в ансамбле GaN/AlN квантовых точек

И.А. Александров\*, К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров, Т.В. Малин, А.М. Гилинский

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

\*aleksandrov@isp.nsc.ru

Исследована динамика рекомбинации носителей заряда в ансамбле квантовых точек GaN/AlN. Для ее описания предложена модель, учитывающая флуктуации формы квантовых точек и взаимодействие квантовых точек с дефектами в матрице. Время жизни фотолюминесценции при низких температурах главным образом определяется излучательным процессом. При комнатной температуре наблюдается небольшое отличие экспериментального полного времени жизни от расчетного излучательного времени жизни, что связано с туннелированием носителей заряда на дефекты. Показано, что для описания температурной зависимости интенсивности фотолюминесценции необходим учет безызлучательной рекомбинации носителей заряда, генерированных в смачивающем слое.

## Введение

GaN квантовые точки (КТ), сформированные в матрице AlN, являются перспективными для создания светоизлучающих приборов ультрафиолетового спектрального диапазона [1, 2], быстродействующих фотоприемников и переключателей ближнего инфракрасного (телекоммуникационного) диапазона [3] и источников одиночных фотонов, работающих при комнатной температуре [4, 5]. Интересными свойствами GaN/AlN КТ являются смещение полосы люминесценции со временем после импульсного возбуждения более чем на 1 эВ, сложный закон затухания люминесценции, температурное тушение люминесценции при наличии высоких энергетических барьеров (~2 эВ для электронов и ~1 эВ для дырок). В данной работе для выяснения механизмов рекомбинации неравновесных носителей заряда, определяющих спектр и кинетику люминесценции КТ, исследована стационарная и нестационарная фотолюминесценция (ФЛ) ансамбля КТ и микро-ФЛ отдельных КТ GaN/AlN.

## Методика эксперимента

КТ GaN/AlN выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием аммиачного источника азота. Исследуемые структуры включают буферный слой AlN, выращенный на сапфировой подложке в направлении (0001) и слои GaN КТ, покрытые слоями AlN. Структура КТ исследовалась методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии. Энергетическая структура изучалась с помощью спектроскопии фотолюминесценции, оптического поглощения и спектроскопии возбуждения ФЛ.

## Результаты и обсуждение

На первом этапе работы исследовалась ФЛ AlN матрицы, которая дает фоновое излучение в красной области спектра [6]. Наиболее заметно его вклад проявляется при исследовании кинетики ФЛ и приводит к появлению начального участка быстрого затухания фотолюминесценции [7]. Рассмотрены причины неэкспоненциальной кинетики ФЛ ансамбля КТ. Показано, что она обусловлена дисперсией излучательного времени жизни из-за флуктуации формы КТ, излучающих на одной длине волны [8]. Предложена модель кинетики ФЛ, учитывающая флуктуации формы КТ и взаимодействие КТ с дефектами в матрице, приводящее к замедлению затухания ФЛ [9].

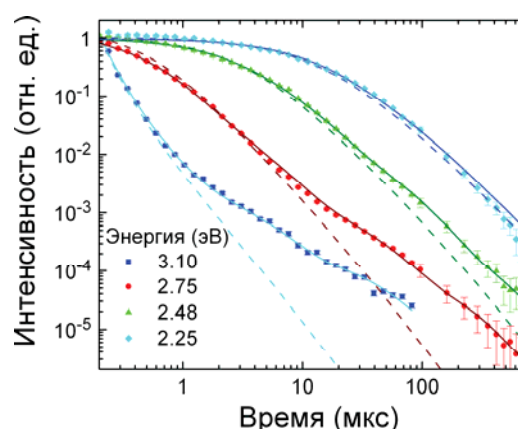
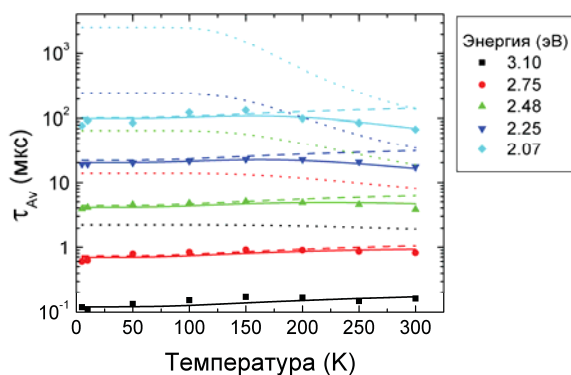


Рис. 1. Зависимость интенсивности фотолюминесценции квантовых точек GaN/AlN от времени после импульсного возбуждения в различных точках спектра. Температура образца 5 К. Символы – эксперимент, сплошные линии – аппроксимация моделью [9] с учетом взаимодействия КТ с дефектами, штриховые линии – аппроксимация моделью [8].

Обнаружено, что интенсивность ФЛ значительно уменьшается при повышении температуры, в то время как кинетика ФЛ не зависит от температуры. Для выяснения причины этого расхождения были исследованы процессы рекомбинации в КТ. В КТ при гелиевых температурах доминирует излучательная рекомбинация. Излучательное время жизни в КТ согласно расчету в 6-зонном  $\mathbf{k}\mathbf{p}$ -приближении увеличивается примерно в 1.5 раза при росте температуры в диапазоне 5 – 300К [10]. При высоких температурах заметен вклад безызлучательной рекомбинации, которая связана с термоактивируемым туннелированием носителей заряда из КТ на центры матрицы. Вероятность туннелирования рассчитывалась в модели конфигурационных координат в приближении потенциала нулевого радиуса, параметры центра были определены при исследовании ФЛ AlN. Показано, что для описания температурной зависимости интенсивности ФЛ КТ необходим учет безызлучательной рекомбинация носителей заряда, генерированных в смачивающем слое. Носители заряда могут быть генерированы в смачивающем слое при энергии кванта возбуждения ниже энергии основного перехода в смачивающем слое за счет переходов между состояниями КТ и состояниями смачивающего слоя.



**Рис. 2.** Зависимость среднего времени жизни фотолюминесценции квантовых точек GaN/AlN от температуры в разных точках спектра. Штриховые линии – расчетная зависимость среднего излучательного времени жизни от температуры, пунктирные линии – расчетные зависимости безызлучательного времени жизни от температуры. Параметры дефекта подбирались так, чтобы расчетные зависимости полного времени жизни от температуры (сплошные линии) описывали эксперимент (символы) [10].

В спектрах микро-ФЛ структур с одним слоем GaN КТ наблюдаются линии излучения экситонов в отдельных КТ. При увеличении мощности возбуждения появляются линии биекситонов. При увеличении температуры наблюдается сдвиг экситонной линии КТ в сторону низких энергий в соответствии с изменением ширины запрещенной зоны GaN. Ширина линии на полувысоте растет от 10 до 37 мэВ в диапазоне температур 77 – 300 К. Эффекта «мерцания» КТ при непрерывном возбуждении, который также может влиять на кинетику ФЛ ансамбля КТ [8], не наблюдалось.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 16-32-00765, 17-52-04023, 17-52-52025).*

## Литература

1. J. Verma, P.K. Kandaswamy, V. Protasenko, A. Verma, H.G. Xing, and D. Jena // *Appl. Phys. Lett.* 102, 041103 (2013).
2. S. Tanaka, J.-S. Lee, P. Ramvall, H. Okagawa // *Jpn. J. Appl. Phys.* 42, 885 (2003).
3. A. Vardi, N. Akopian, G. Bahira, L. Doyennette, M. Tchernycheva, L. Nevou, F.H. Julien, F. Guillot, E. Monroy // *Appl. Phys. Lett.* 88, 143101 (2006).
4. M.J. Holmes, K. Choi, S. Kako, M. Arita, and Y. Arakawa // *Nano Lett.* 14, 982 (2014).
5. S. Kako, C. Santori, K. Hoshino, S. Gotzinger, Y. Yamamoto, Y. Arakawa // *Nature Mat.* 5, 887 (2006).
6. I.A. Aleksandrov, V.G. Mansurov, V.F. Plyusnin, K.S. Zhuravlev // *Phys. Status Solidi C*, 12, №. 4–5, 353–356 (2015).
7. И.А. Александров, К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров // *ФТП*, т. 50, вып. 2, стр. 191-194 (2016).
8. I.A. Aleksandrov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev // *Phys. Status Solidi A*, 209, №. 4, 653-656 (2012).
9. И.А. Александров, В.Г. Мансуров, К.С. Журавлев // *ФТП*, т. 50, вып. 8, с. 1059–1063 (2016).
10. I.A. Aleksandrov, V.G. Mansurov, K.S. Zhuravlev // *Physica E*, 75, 309–316 (2016).

# Исследование влияния сурфактанта Ga при высокотемпературной аммиачной МЛЭ слоев AlN на свойства нитридных гетероструктур

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 сурфактанта галлия на подвижность в двумерном электронном газе.

## Введение

Среди всего спектра материалов особый интерес представляют нитриды металлов третьей группы (III-N) так как они обладают уникальными свойствами и интенсивно исследуются с целью создания оптоэлектронных и СВЧ мощных высокотемпературных приборов на их основе. Введение сурфактанта – вещества находящегося на ростовой поверхности и при этом не участвующего в росте пленки – меняет кинетику адатомов, увеличивая их поверхностную подвижность. При небольшом потоке аммиака и температуре выше 1000°C рост нитрида галлия невозможен, поэтому галлий может выступать в качестве сурфактанта для роста слоев AlN. Важными параметрами, определяющими механизмы роста и дефектообразования, являются эффективный поток компонентов растущей пленки и сурфактанта. При этом температура подложки влияет на скорость десорбции галлия с поверхности, что накладывает ограничение на поток галлия.

## Эксперимент

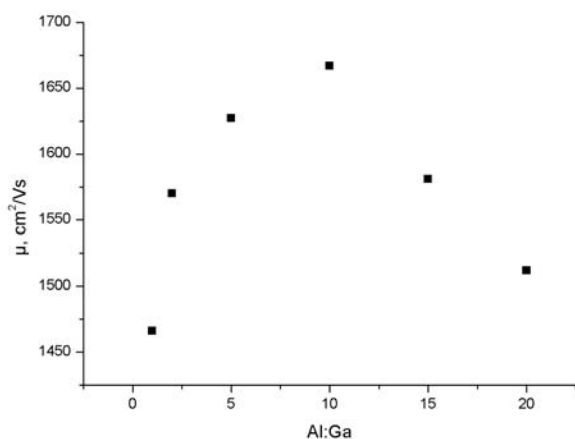
Отсутствие дешевых согласованных по параметру решетки подложек приводит к высокой плотности дислокаций в выращиваемых слоях, несмотря на применение специальных процедур на начальных стадиях роста. Более того, характерные температуры роста в МЛЭ значительно ниже по сравнению с МОГФЭ. Это приводит к недостаточной поверхностной подвижности атомов и худшему сращиванию зародышевых блоков на начальной стадии роста, что в свою очередь, приводит к увеличению плотности дислокаций. Плотность дислокаций в GaN, выращенных методом МОГФЭ находится в диапазоне  $10^8$ – $10^9$  см<sup>-2</sup> ( $10^7$  см<sup>-2</sup> с использованием технологии ELOG), в тоже время для МЛЭ это

значение находится в диапазоне  $10^9$ – $10^{10}$  см<sup>-2</sup>, что приводит к меньшим значениям подвижности в GaN, выращенном МЛЭ по сравнению с МОГФЭ. Типичные значения подвижности электронов в слоях GaN, выращенных методом МЛЭ на сапфире или SiC с использованием различных буферных слоев (обычно GaN, AlGaN или AlN толщиной менее 50 нм) составляют 250–350 см<sup>2</sup>/Вс, а для МОГФЭ — 500–700 см<sup>2</sup>/Вс. Рекордные значения составляют 560 см<sup>2</sup>/Вс (с использованием буферного слоя AlN, полученного при помощи магнетронного распыления) и 900 см<sup>2</sup>/Вс, для МЛЭ и МОГФЭ соответственно. Недавно за счет оптимизации условий роста были получены высокие значения подвижности электронов более 1100 см<sup>2</sup>/Вс в GaN, выращенном МЛЭ, но эти слои были получены с использованием низкодислокационных «темплейтов», выращенных МОГФЭ.

Цель настоящей работы состояла в исследовании влияния Ga как сурфактанта при выращивании методом высокотемпературной аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) слоев AlN на свойства нитридных гетероструктур выращенных на них. Слои GaN и многослойные гетероструктуры выращивались на подложках Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(0001) в Прикладной лаборатории ЗАО «НТО» на отечественной установке МЛЭ STE3N3 уникальной особенностью которой является расширенный диапазон температур подложки (до 1200°C) и соотношений элементов V/III.

Ранее было показано, что выращивание на начальной стадии роста слоев AlN толщиной более 200 нм при экстремально высокой для МЛЭ температуре (1100–1150°C), а затем выращивание переходных областей, включая сверхрешетки, привело к улучшению свойств всей многослойной гетерострукту-

ры AlN/AlGaN/GaN и слоя GaN. В частности, при помощи STEM была определена плотность дислокаций в различных слоях входящих в гетероструктуру – AlN, AlGaN и GaN. Установлено, что плотность дислокаций в слое GaN была понижена на 1,5–2 порядка по сравнению с выращиванием на традиционном тонком не высокотемпературном зародышевом слое AlN до значений  $9 \cdot 10^8$ – $1 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>. Подобные значения плотности дислокаций являются рекордными для выращивания GaN методом МЛЭ и получены на сегодня только методом МОГФЭ. Уменьшение плотности дислокаций привело к увеличению подвижности электронов в слоях GaN до 600–650 см<sup>2</sup>/Вс при концентрации электронов  $3$ – $5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, что свидетельствует о высоком кристаллическом совершенстве полученных слоев. Экспериментальные значения подвижности и плотности дислокаций согласуются с данными расчетов. Полученные значения подвижности электронов в слоях GaN являются лучшими на сегодняшний день для метода МЛЭ и находятся в числе лучших для метода МОГФЭ.



**Рис. 1.** Зависимость подвижности в двумерном газе от соотношения потоков сурфактанта и алюминия.

Было исследовано влияние потока сурфактанта и температуры подложки на начальном этапе роста AlN. Рассмотрено влияние соотношения потока галлия (сурфактанта) и потока Al в диапазоне от 1:20 до 1:1. Установлено, что добавление потока галлия при температуре подложки более 1100°C обеспечивает сохранение скорости роста, что говорит о том, что атомы галлия не встраиваются в решетку AlN, при этом обеспечивает ускоренный переход в двумерный режим роста.

Структуры, выращенные с использованием сурфактанта в оптимальном диапазоне имеют подвижность на 20-30% выше, чем аналогичные структуры без сурфактанта. Максимальная подвижность в двумерном электронном газе 1650 см<sup>2</sup>/Вс при концентрации  $1,6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> была получена при соотношении потоков Al к Ga 10:1 при температуре подложки 1150°C. При понижении концентрации до  $1,0 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> была получена подвижность до 2000 см<sup>2</sup>/Вс.

## Заключение

Установлено, что использование Ga в качестве сурфактанта при высокотемпературной эпитаксии буферных слоев AlN позволяет на 20-30% увеличить подвижность электронов в двумерном электронном газе GaN/AlGaN.

*\*Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта РФФИ 14-41-08048 р\_офи\_м и Программы стратегического развития БГТУ им В.Г. Шухова на 2012–2016 годы.*

# Лазерные диоды InGaAs/GaAs/AlGaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии на Ge/Si(001) подложках

В.Я. Алешкин<sup>1,\*</sup>, Н.В. Байдусь<sup>2</sup>, А.А. Дубинов<sup>1</sup>, А.Г. Фефелов<sup>3</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1</sup>, С.М. Некоркин<sup>2</sup>, А.В. Новиков<sup>1</sup>, Д.А. Павлов<sup>4</sup>, И.В. Самарцев<sup>3</sup>, Е.В. Скороходов<sup>1</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>, А.А. Сушков<sup>4</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, П.А. Юнин<sup>1</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>

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

2 НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

3 Научно-производственное предприятие "Салют", ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603950.

4 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

\*aleshkin@ipmras.ru

Созданы InGaAs/GaAs/AlGaAs лазерные диоды с квантовыми ямами, выращенными на неотклоненной Si (001) подложке с буферным слоем Ge. Диоды генерируют стимулированное излучение в импульсном режиме при комнатной температуре в спектральном диапазоне 1-1.1 мкм.

## Введение

Переход от медных проводов к оптическим межсоединениям в высокопроизводительных процессорах может быть осуществлен с использованием гибридных  $A_3B_5$  гетеролазеров, созданных на кремнии. Значительный прогресс был достигнут в создании лазеров на Si подложках с использованием GaAs/AlGaAs гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs [1], а также с квантовыми точками InAs [2]. Практически во всех случаях рост III-V лазерных структур был осуществлен на Si подложках, отклоненных на несколько градусов от оси [001], чтобы избежать антифазных дефектов. Однако существующие технологии кремниевых процессоров развиты для точно ориентированных подложек Si (001), с отклонением, не превышающим  $0.5^\circ$  [1]. Поэтому, для интеграции активного  $A_3B_5$  элемента лазера с кремниевым резонатором на чипе предпочтительным является использование точно ориентированных подложек Si (001).

В работе созданы и исследованы GaAs/AlGaAs лазерные диоды с InGaAs квантовыми ямами, выращенными на неотклоненных Si (001) подложках с буферным слоем Ge.

## Технология изготовления лазеров

Ge/Si (001) виртуальные подложки были выращены в установке МПЭ Riber SIVA-21 на неотклоненных подложках Si (001) по методике двухэтапного роста. На первом этапе осаждается 50 нм слой Ge при

пониженной температуре ( $275^\circ\text{C}$ ), чтобы исключить релаксацию упругих напряжений путем образования трехмерных островков. На втором этапе температура повышается до  $600^\circ\text{C}$ , и выращивается основная часть Ge слоя ( $\sim 1$  мкм). Для снижения плотности прорастающих дислокаций после формирования структуры применялся циклический отжиг:  $\{T_1=850^\circ\text{C}, t=2 \text{ мин}, T_2=550^\circ\text{C}, t=2 \text{ мин}\} \times 5$  повторений. В результате удается сохранить малую шероховатость поверхности после цикла отжига, эффективно снижая плотность прорастающих дислокаций до  $\sim (1\div 2) \times 10^7 \text{ см}^{-2}$  (по подсчету ямок травления). Высокое качество получаемых образцов Ge/Si подтверждается данными рентгеновской дифракции, согласно которым Ge слои характеризуются малой шириной кривой качания ( $\sim 0.05^\circ$ ).

Виртуальная подложка Ge/Si помещалась в установку МОС-гидридной эпитаксии AIX 200RF, где при пониженном давлении (100 мбар) проводился рост лазерной гетероструктуры. Источниками элементов являлись триметилгаллий, триметилалюминий, триметилиндий и арсин. Источниками легирующих примесей были силан и тетрахлорид углерода. Перед началом роста проводился 5-минутный отжиг Ge/Si подложки в потоке водорода и арсина при  $670^\circ\text{C}$ . При этой же температуре со скоростью 0.33 нм/с 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.

На буферном слое выращивалась лазерная структура со скоростью роста 1 нм/с. Лазерные структуры содержали квантовые ямы InGaAs толщиной 10 нм, расположенные в волноведущем слое GaAs, ограничительные слои  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , буферный и контактные слои. Подробности технологии роста лазерных структур изложены в [3].

С помощью фотолитографии были изготовлены лазерные диоды с шириной активной области 20 мкм и с планарными омическими контактами к  $n$  и  $p$  слоям GaAs шириной по 200 мкм. Подложка полученных структур утонялась до толщины 80 мкм. Структура раскалывалась на чипы длиной 2.7 мм. Зеркалами служили сколотые грани структуры.

### Характеристики лазерных диодов

На рис. 1 представлены вольт-амперная (ВАХ) и ватт-амперная (ВтАХ) характеристики лазерного диода, изготовленного из структуры A1173, при  $T = 77\text{ K}$  и  $T = 300\text{ K}$ . При температуре жидкого азота порог генерации стимулированного излучения в лазере был достаточно низкий (пороговая плотность тока –  $463\text{ A/cm}^2$ ), что позволило наблюдать лазерную генерацию в непрерывном режиме.

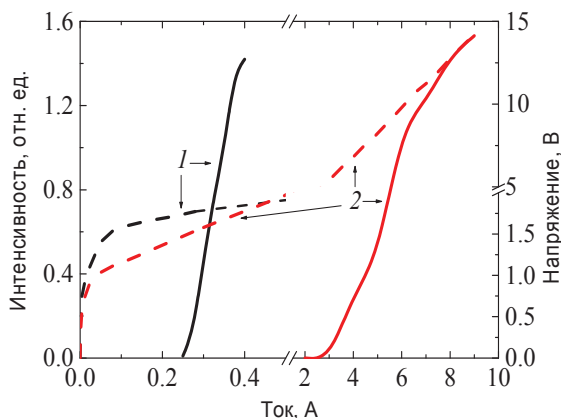


Рис. 1. ВАХ (штриховые линии) и ВтАХ (сплошные линии) лазерного диода при  $T=77\text{ K}$  (1) и при  $T=300\text{ K}$  (2).

При комнатной температуре лазер работал только в импульсном режиме (длительность импульса 1 мкс, частота повторения 400 Гц), и пороговая плотность тока составила  $5.5\text{ kA/cm}^2$ . Спектры излучения этого лазера в допороговом и послепороговом режиме при  $T=77\text{ K}$  и  $T=300\text{ K}$  приведены на рис. 2.

На рис. 3 приведены спектры стимулированного излучения лазерного диода, изготовленного из структуры A1278, в которой содержание In в КЯ было увеличено, по сравнению со структурой A1173.

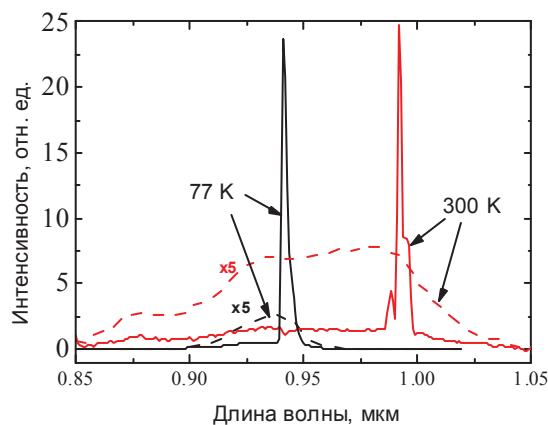


Рис. 2. Спектры излучения лазера при  $T=77\text{ K}$  и при  $T=300\text{ K}$ . Штриховые линии соответствуют допороговому режиму (электролюминесценции), сплошные линии — лазерной генерации.

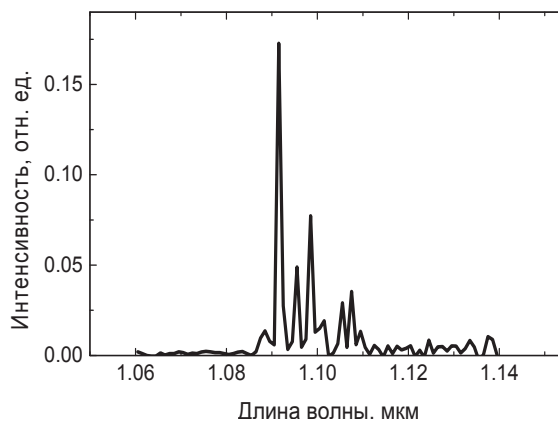


Рис. 3. Спектр излучения лазера при  $T=300\text{ K}$ , изготовленного из структуры A1278, при токе 20А.

В результате увеличения доли индия в КЯ длина волны стимулированного излучения увеличилась и вплотную приблизилась к границе прозрачности кремния.

Таким образом, в работе экспериментально показана возможность изготовления гибридных лазерных диодов на неотклоненных подложках Si(001).

*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. S. Chen, W. Li, J. Wu et al. // Nature photonics, V. 10, 307 (2016).
3. V.Ya. Aleshkin, N.V. Baidus, A.A. Dubinov et al. // Appl. Phys. Lett. V.109, 061111 (2016).



# Каскадный захват электронов на заряженные доноры в слабо компенсированных полупроводниках

В.Я. Алешкин<sup>1, \*</sup>, Л.В. Гавриленко<sup>1</sup>, Д.В. Козлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афоино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

\*aleshkin@ipmras.ru

Вычислены времена каскадного захвата электрона на заряженный диполь донор-акцептор для случая импульсного и стационарного возбуждений примесной фотопроводимости в GaAs, Ge и Si. Показано, что при концентрации заряженной примеси большей  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  зависимость частоты каскадного захвата от концентрации заряженной примеси становится сублинейной в рассматриваемых полупроводниках.

## Введение

Известно [1], что в слабо компенсированных полупроводниках при достаточно низких температурах большая часть заряженной примеси располагается в комплексах, представляющих собой близко расположенные заряженные донор и акцептор. В этом случае каскадный захват электронов на заряженные примеси происходит в поле диполя [2]. Теория каскадного захвата электронов на заряженные примеси в этом случае была разработана в работе [2] (см. книгу [3]). В этой теории рассматривается стационарное возбуждение фотоэлектронов.

В недавней работе [4] было показано, что в случае импульсного возбуждения фотоэлектронов время захвата электрона на заряженный центр в кулоновском поле может значительно (более чем на порядок) отличаться от времени захвата, рассчитанного для стационарного случая. Такое большое различие времен захвата имеет место при достаточно больших концентрациях зараженной примеси, когда функция распределения фотоэлектронов в зоне проводимости может заметно отличаться от максвелловской. Возникает естественный вопрос: насколько велико различие во временах каскадного захвата для случая стационарного и импульсного возбуждения в том случае когда захват идет в поле диполя. Цель настоящей работы найти ответ на этот вопрос. Для этого были рассчитаны времена каскадного захвата электронов на заряженные доноры в слабо компенсированных GaAs, Ge и Si при захвате в поле диполя. Показано, что при концентрации заряженной примеси большей  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  зависимость частоты каскадного захвата от концентрации заряженной примеси становится сублиней-

ной в рассматриваемых полупроводниках и времена каскадного захвата для импульсного и стационарного возбуждения заметно отличаются.

## Расчет частоты каскадного захвата

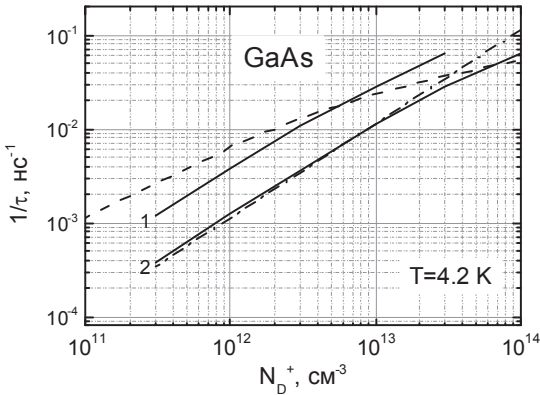
Для нахождения времен каскадного захвата использовалось численное решение уравнения Больцмана. Для того, чтобы учесть влияние заряженной примеси на вероятность рассеяния электронов на акустических фонах, использовалась простейшая модель. В этой модели пары заряженные донор-акцептор расположены в кристалле не случайно, а регулярным образом – в центре кубов с длиной ребра  $2R_0 = (N_D^+)^{-1/3}$ , где  $N_D^+$  – концентрация заряженных доноров ( $N_D$  – концентрация доноров). Будем полагать, что заряженные акцептор и донор расположены друг от друга на расстоянии  $d \approx 0.554 N_D^{-1/3}$ , которое соответствует среднему расстоянию между ближайшими заряженными донорами и акцепторами. Для упрощения вычисления вероятностей рассеяния сделано еще одно допущение: внутри куба электроны не могут выходить за пределы сферы с радиусом  $R_0$ . Основную роль в каскадном захвате играют электроны, энергия которых отличается от энергии уровня протекания на величину не более тепловой энергии. Будем полагать, что такие электроны двигаются в поле диполя с потенциальной энергией  $U(r, \vartheta) = -e^2 d \cos \vartheta / \kappa r^2$ , где  $\kappa$  – статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $-e$  – заряд электрона,  $\vartheta$  – угол между линией соединяющей пару заряженный донор-акцептор и радиус-вектором электрона.

Для численного решения уравнения Больцмана интервал энергий (-6, 40) мэВ был разбит на 1150 одинаковых ячеек. Решение уравнение Больцмана

сводится к решению системы уравнений, описывающих баланс электронов в ячейках.

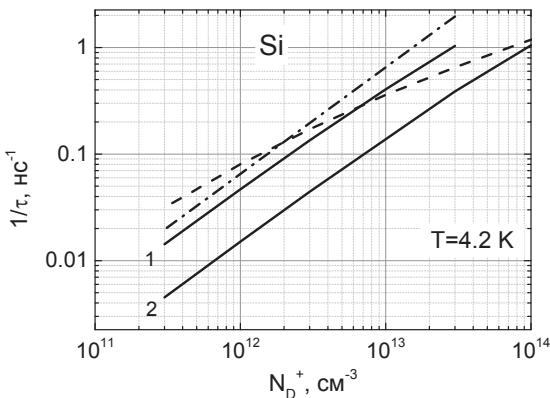
## Результаты и обсуждение

На рис. 1–3 сплошные линии соответствуют вычисленным зависимостям частоты каскадного захвата от концентрации заряженных доноров в GaAs, Si и Ge при возбуждения коротким световым импульсом длительностью 0.1 нс. Начальная энергия фотоэлектрона равна 0.1 мэВ.



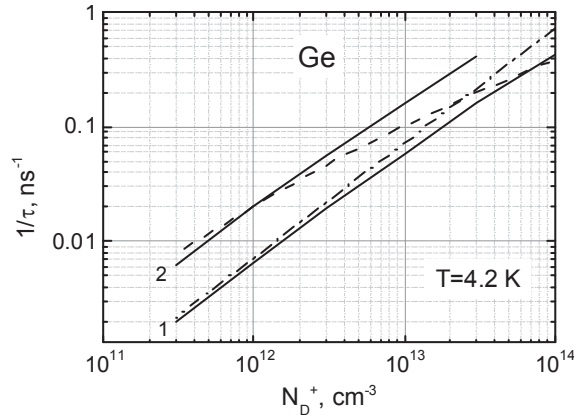
**Рис. 1.** Зависимости частоты каскадного захвата электронов в GaAs от концентрации заряженных доноров. Штриховая линия соответствует захвату на кулоновские центры, остальные — на диполи.

Линии 1 и 2 соответствуют концентрациям  $N_D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $N_D = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Штриховая линия соответствует захвату электрона на кулоновские центры. Штрих-пунктирные линии соответствуют частоте каскадного захвата на диполи, вычисленной по формуле Абакумова-Переля-Ясиевич (для GaAs и Ge с  $N_D = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а для Si с  $N_D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), которая описывает каскадный захват при стационарном возбуждении.



**Рис. 2.** Зависимости частоты каскадного захвата электронов в Si от концентрации заряженных доноров.

Из рисунков видно, что зависимость частоты захвата на диполи от концентрации заряженных доноров близка к линейной до  $N_D^+ < 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Тогда как при захвате на кулоновские центры отклонение от линейной зависимости начинается при меньших концентрациях заряженной примеси. При фиксированной величине  $N_D^+$  частота каскадного захвата растет при уменьшении  $N_D$ , из-за роста величины дипольного момента пары донор-акцептор.



**Рис. 3.** Зависимости частоты каскадного захвата электронов в Ge от концентрации заряженных доноров.

В области  $N_D^+ < 10^{13} \text{ см}^{-3}$  зависимость частоты каскадного захвата от  $N_D^+$  хорошо описывается формулой Абакумова-Переля-Ясиевич. Отметим, что в отличие от [3] здесь в этой формуле была учтена зависимость дрейфового слагаемого уравнения Фоккера-Планка от энергии. При больших  $N_D^+$  отклонение зависимости частоты каскадного захвата от линейной, соответствующей стационарному возбуждению, обусловлено захватом нетермализованных электронов [4].

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-02-00325).*

## Литература

1. A.L. Efros, V.I. Shklovsky, I.J. Janchev // Phys. Stat. Sol. (b), V. 50, 919 (1972).
2. В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич // ЖЭТФ, Т. 72, 674 (1977).
3. В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич // Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках, ПИЯФ, С-Петербург (1997).
4. В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко // ЖЭТФ, Т.150, 328 (2016).

# Изменение резонансного поглощения в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами

В.Я. Алешкин<sup>1,2</sup>, Д.М. Гапонова<sup>1,2,\*</sup>, Л.В. Красильникова<sup>1,2</sup>, Д.И. Крыжков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950.

<sup>2</sup> ННГУ им.Лобачевского, Нижний Новгород, пр.Гагарина, 23, 603950.

\*dmg@ipmras.ru

В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур GaAs/AlGaAs при резонансном возбуждении на фоне линии ФЛ, относящейся к переходам в квантовых ямах (КЯ), наблюдались узкие пики, длина волны которых изменялась вместе с изменением длины волны накачки. Интенсивность данных линий падала с ростом температуры измерений и при  $T > 30$  К они практически не наблюдались. Мы связываем появление узких линий в спектрах ФЛ с захватом фотовозбужденных носителей заряда в локальных минимумах энергии, возникающих из-за флуктуаций потенциала на границе КЯ.

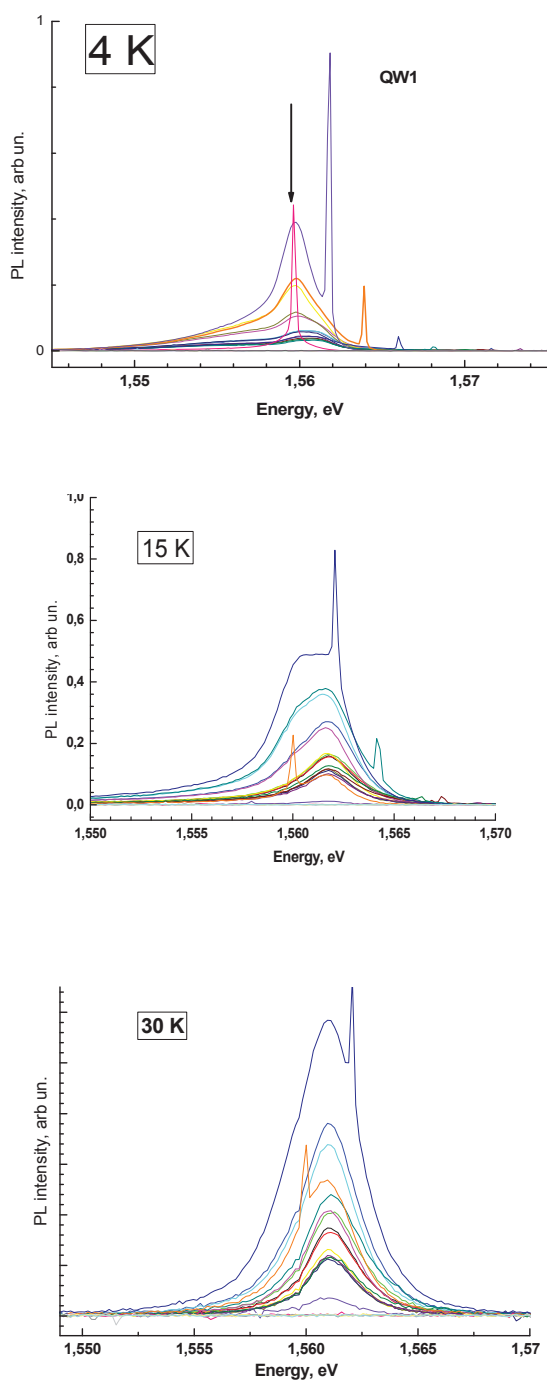
Исследованные гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (доля алюминия  $x$  составляла 0.3 или 0.45) были выращены методом МОГФЭ и содержали две или три квантовые ямы (КЯ) толщиной от 10 нм до 30 нм, разделенные туннельно-непрозрачными барьерами толщиной от 15 нм до 21 нм. Экспериментально спектры фотолюминесценции (ФЛ) и фотолюминесценции возбуждения (ВФЛ) данных гетероструктур исследованы при возбуждении непрерывным титан-сапфировым лазером "Matisse TR", перестраиваемым в области 700-950 нм с шагом 0.2 нм. Мощность возбуждения варьировалась от 0.1 мкВт до 50 мВт, температура измерений изменялась от 4.2 до 60 К.

Проведенные ранее исследования показали, что спектры ФЛ подобных гетероструктур зависят как от условий возбуждения, так и от взаимного расположения КЯ [1-3], и в значительной степени определяются изменением встроенного электрического поля (квантово-размерный эффект Штарка) [4]. Во многих случаях изменение интенсивности пика ФЛ, относящегося к широкой КЯ, сопровождается малыми сдвигами положения его максимума, что обусловлено изменением локального электрического поля. Изменение электрического поля приводит к изменению перекрытия волновых функций электронов и дырок и, соответственно, к изменению интенсивности ФЛ из КЯ. Таким образом, становится невозможным разделить влияние на интенсивность ФЛ процесса перепоглощения энергии разными КЯ (перепоглощения дипольного излучения экситона в ближней зоне) и изменение напряженности встроенного электрического поля.

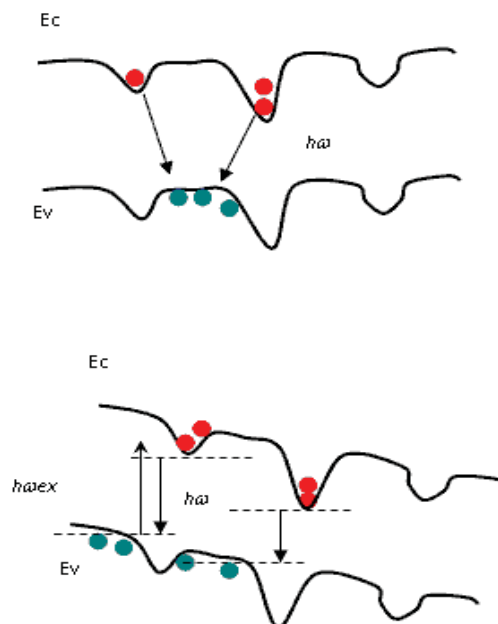
При резонансном возбуждении основных экстонных переходов в КЯ наблюдалось возникновение узких (менее 0.3 мэВ), достаточно интенсивных (в несколько раз превосходящих интенсивность ФЛ из КЯ) линий, длина волны которых изменялась вместе с изменением длины волны накачки. При 4.2 К интенсивность данных линий была максимальной, как это можно видеть на рис.1 для КЯ шириной 10 нм. Положение узкой линии совпадало с длиной волны возбуждения, положение максимумов поглощения узкой линии и КЯ было различным. Обычно интенсивность линий, возникавших на высокоэнергетичном крыле пика ФЛ, была выше, чем на низкоэнергетичном.

Использовавшаяся геометрия эксперимента позволяет исключить из рассмотрения рассеянный свет лазера накачки. Стимулированного излучения в наших образцах так же не наблюдалось, интенсивность ФЛ от КЯ росла пропорционально увеличению мощности возбуждения. Интенсивность узких линий была наибольшей при 4 К и уменьшалась с ростом температуры, причем интенсивность линий, наблюдавшихся на низкоэнергетичном крыле пика ФЛ при повышении температуры уменьшалась быстрее. При повышении температуры от 4 К до 10 К в спектрах ВФЛ наблюдались резкое падение интенсивности данных линий и сдвиг края поглощения в сторону низких энергий.

Мы объясняем присутствие в спектрах ФЛ при резонансном возбуждении узких линий наличием флуктуаций потенциала в КЯ с характерным масштабом порядка единиц мэВ и локализацией носителей заряда в минимумах энергии, подобным изображенным на рис. 2.



**Рис. 1.** Спектры ВФЛ КЯ шириной 10 нм («узкая» КЯ) для 4, 15 и 30 К. Положение узкого пика совпадает с длиной волны возбуждения.



**Рис. 2.** Схематическое изображение механизма возникновения узких линий в спектре ФЛ. На нижней части рисунка показаны оптические переходы, возможные в присутствии электрического поля.

Время жизни носителей в локальных минимумах энергии может быть недостаточным для релаксации в более низкоэнергетические состояния, что приводит к возникновению излучения с данной энергией при резонансном возбуждении. Повышение температуры приводит к уменьшению заселенности таких «верхних» минимумов и к уменьшению интенсивности ФЛ из них, причем на высокоэнергетичном краю линии ФЛ из КЯ они сохраняются, т.к. обусловлены более глубокими флуктуациями потенциала.

### Литература

1. В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова и др. // ЖЭТФ, Т. 144, 1080 (2013).
2. В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова и др. // «Нанофизика и нанoeлектроника», Материалы всероссийского симпозиума, Т. 1, 180 (2012).
3. D.M. Gaponova, V.Ya. Aleshkin, L.V. Gavrilenko et. al. // 21st Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology», 103 (2013).
4. E.E. Mendez, F. Agullo-Rueda, and J.M. Hong // Phys. Rev. Lett., V. 60, 2426 (1988).

# Влияние замешивания состояний легких и тяжелых дырок на межподзонные переходы дырок в квантовых ямах гетероструктур GaAs/AlGaAs

В.Я. Алешкин<sup>1\*</sup>, А.А. Дубинов<sup>1, §</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афоино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

\*aleshkin@ipmras.ru, §sanya@ipmras.ru

Вычислены матричные элементы межподзонных переходов в валентной зоне квантовой ямы (КЯ) гетероструктуры GaAs/AlGaAs с учетом замешивания дырок на гетерограницах. Показано, что учет замешивания дырок приводит к снятию запрета для переходов между состояниями легких и тяжелых дырок в случае, когда электрическое поле электромагнитной волны направлено по нормали к КЯ при  $k=0$ .

## Введение

В работах, посвященных вычислению вероятностей межподзонных переходов дырок в квантовых ямах (КЯ)[1-2], обычно пренебрегают замешиванием легких и тяжелых дырок на гетерогранице, обусловленным понижением симметрии на гетерогранице. Пренебрежение таким замешиванием приводит к запрету переходов между подзонами легких и тяжелых дырок при нулевом волновом векторе дырок  $k=0$  в случае когда электрическое поле электромагнитной волны направлено по нормали к КЯ. В настоящей работе проведен расчет межподзонных матричных элементов дипольного момента в квантовых ямах гетероструктуры GaAs/AlGaAs с учетом такого замешивания. Показано, что учет замешивания состояний дырок на гетерогранице не только снимает запрет на переходы между состояниями легких и тяжелых дырок при  $k=0$ , но и существенно изменяет величины матричных элементов дипольных моментов при  $k \neq 0$ .

## Расчет электронных состояний в валентной зоне

Электронные состояния рассчитывались с использованием модели Кейна  $14 \times 14$  [3]. Эта модель позволяет корректно учесть снятие спинового вырождения из-за отсутствия центра инверсии в полупроводниках  $A_3B_5$ . Для учета замешивания дырок на гетерогранице в гамильтониан добавлялось слагаемое Ивченко [4], которое позволяет описать такое замешивание в  $k$ -р приближении. Кроме того были учтено влияние деформации на электронный

спектр, возникающей из-за небольшого рассогласования постоянных решеток GaAs и AlGaAs.

Расчет был проведен для прямоугольной 10 нм GaAs квантовой ямы, заключенной между барьерами  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ , выращенной на плоскости (001). На рис. 1 представлены электронные спектры трех подзон валентной зоны, вычисленные с учетом и без учета замешивания.

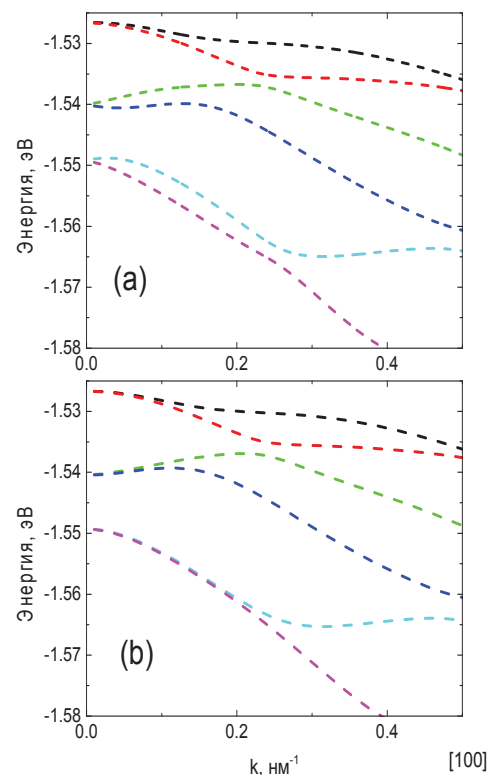
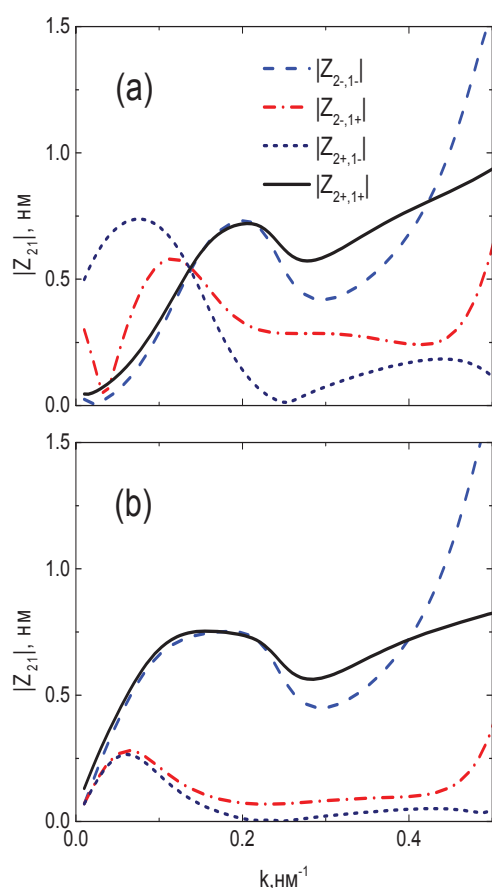


Рис. 1. Спектр электронов в 10 нм GaAs квантовой яме, рассчитанный с учетом замешивания состояний дырок (а) и без учета замешивания дырок (б).

Верхняя подзона размерного квантования является подзоной тяжелых дырок, будем обозначать её индексом 1. Следующая подзона является подзоной легких дырок, будем её обозначать индексом 2. Из сравнения рис. 1 (а) и (b) видно, что учет замешивания дырок приводит к большему спиновому расщеплению подзон при  $k < 0.3 \text{ нм}^{-1}$  (направление волнового вектора (100)).

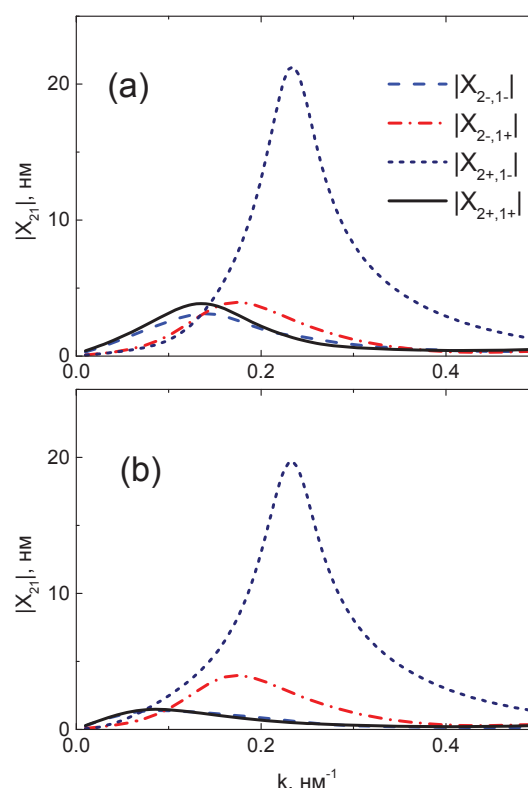
На рис. 2 представлены результаты расчета матричных элементов оператора  $Z$  (ось  $z$  направлена вдоль (001)).



**Рис. 2.** Матричные элементы оператора  $Z$ , вычисленные с учетом замешивания дырок (а) и без учета замешивания дырок. Индексы «+» и «-» у номеров подзон обозначают верхнее и нижнее расщепленные по спину состояния соответственно.

Из рис. 2 видно, что учет замешивания дырок приводит к отличным от нуля  $Z_{21}$  при  $k = 0$ . Особенно ярко это проявляется для двух матричных элементов  $|Z_{2-,1+}|$  и  $|Z_{2+,1-}|$ . Кроме того, замешивание состояний дырок существенно изменяет матричные элементы  $Z_{21}$  и при  $k \neq 0$ .

На рис. 3 представлены результаты вычисления матричных элементов оператора  $X_{21}$  (ось  $x$  направлена вдоль (100)).



**Рис. 3.** Матричные элементы оператора  $X$ , вычисленные с учетом замешивания дырок (а) и без учета замешивания дырок.

Из рис. 3 видно, что учет замешивания состояний дырок слабее влияет на величину матричных элементов  $X_{21}$  по сравнению с влиянием на матричные элементы  $Z_{21}$ . Отметим, что максимальная величина матричного элемента  $X_{2+,1-}$  более чем на порядок превосходит величину любого элемента  $Z_{21}$ .

Резюмируя, можно заключить, что учет замешивания состояний дырок на гетерогранице, обусловленный понижением симметрии, оказывается существенным для правильного нахождения матричных элементов дипольных моментов для переходов между подзонами легких и тяжелых дырок.

## Литература

1. P. Man, D.S. Man // J. Appl. Phys. V. 61, 2799 (1992).
2. S.A. Stoklitsky, Q.X. Zhao, P.O. Holtz et al. // J. Appl. Phys. V. 77, 5256 (1995).
3. R. Winkler. Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems // Springer, 2003.
4. E.L. Ivchenko. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures // Springer, 2007.

# Электронный транспорт в короткопериодных сверхрешетках с распределенным ТГц резонатором

И.В. Алтухов<sup>1</sup>, М.С. Каган<sup>1\*</sup>, С.К. Папроцкий<sup>1</sup>, А.Н. Баранов<sup>2</sup>, Р. Тесье<sup>2</sup>, А.Д. Буравлев<sup>3</sup>, А.П. Васильев<sup>3</sup>, Ю.М. Задиранов<sup>3</sup>, Н.Д. Ильинская<sup>3</sup>, А.А. Усикова<sup>3</sup>, В.М. Устинов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая, 11-7, Москва, 125009.

<sup>2</sup> IES, Université Montpellier 2, CNRS, Montpellier, France

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург.

\*kagan@cplire.ru

Обнаружено влияние распределенного ТГц резонатора на вертикальный транспорт в короткопериодных сверхрешетках InAs/AlSb и GaAs/AlAs как при резонансном, так и при нерезонансном туннелировании. Обсуждается влияние эффекта Пёрселла (увеличения интенсивности оптических переходов между квантованными состояниями в соседних квантовых ямах при наличии резонатора) на туннельный транспорт. Приведены данные, указывающие на возбуждение ТГц резонатора за счет отрицательного сопротивления CP с доменами при резонансном туннелировании.

## Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон частот электромагнитных волн (0.1-10 ТГц) представляет большой интерес для многих приложений. Тем не менее, этот диапазон остается наименее изученным и слабо используемым в приложениях. Основной проблемой в разработке полупроводниковых источников когерентного ТГц излучения непрерывного действия с перестраиваемой частотой, пригодных для практического применения, является возможность их работы при комнатной температуре.

Отметим, что все ТГц полупроводниковые лазеры работают при криогенных температурах. Поскольку энергия квантов в ТГц области  $\sim 10$  мэВ, то реализовать инверсию заселенности при комнатной Т ( $kT=25$  мэВ) практически невозможно. Поэтому приходится отказаться от лазерной схемы и искать другие пути для получения ТГц генерации при комнатной Т. Естественной альтернативой представляется поиск систем с высокочастотной отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), которая может возбудить колебания в соответствующем резонаторе. Повидимому, единственными на сегодняшний день полупроводниковыми ТГц источниками, имеющими реальную перспективу практического использования, являются резонансно-туннельные диоды (РТД), однако пока их мощность мала. Недавно была продемонстрирована ТГц генерация РТД при комнатной температуре с выходной мощностью 1 и 0,36 мкВт на частотах, соответственно, 1,42 и 1,46 ТГц (М. Feiginov, et al.

// Appl. Phys. Lett., **104**, 243509, 2014; Н. Kanaya, et al. // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, **35**, 425, 2014.).

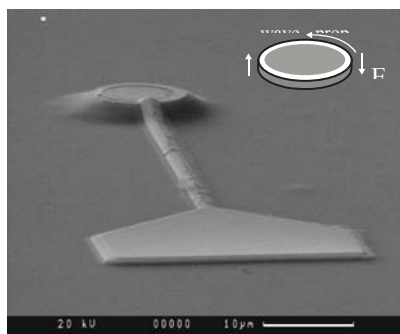
Другими возможными ТГц источниками могут быть сверхрешетки (СР), в которых минизонная проводимость также обусловлена резонансным туннелированием, но число барьеров (каскадов) может быть велико, что является их очевидным преимуществом. Генерация ТГц диапазона в полупроводниковых СР возможна за счет усиления блоховских электронных волн. Основным препятствием в реализации блоховской генерации является существование статической ОДП, которая приводит к образованию электрических доменов, что подавляет усиление. С другой стороны, аналогично объемным материалам, СР с доменами могут обладать динамической ОДП на высоких частотах (действительная часть импеданса  $\text{Re}Z < 0$ ) и могут быть использованы для ТГц генерации в соответствующем резонаторе.

Для реализации усиления и генерации излучения ТГц диапазона с помощью СР вблизи комнатной Т нужно выполнить несколько существенных условий. Для получения коротких времен установления проводимости, которая в СР определяется туннелированием, нужны узкие барьеры. Чтобы исключить термическое возбуждение электронов на вышележащие уровни размерного квантования и в свободную зону, нужны узкие квантовые ямы и достаточно большой разрыв зон. Т.е. необходимы короткопериодные СР. Для реализации быстрой отрица-

тельной динамической проводимости в СР с доменами нужно короткое максвелловское время, т.е. достаточно высокий уровень легирования.

## Образцы и условия эксперимента

Исследовались сильно легированные ( $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) СР InAs/AlSb и GaAs/AlAs, содержавшие 60 и 100 периодов InAs/AlSb и GaAs/AlAs, соответственно, между сильно легированными верхним контактным слоем и подложкой. Вытравленные меза-структуры имели форму дисков диаметром 10-15 мкм. Верхний металлический контакт, нанесенный по периметру диска, имел форму кольца, образуя распределенный резонатор на длины волн в свободном пространстве от 110 до 160 мкм. Вид резонаторной структуры с полосковой линией для подвода напряжения показан на рис. 1.



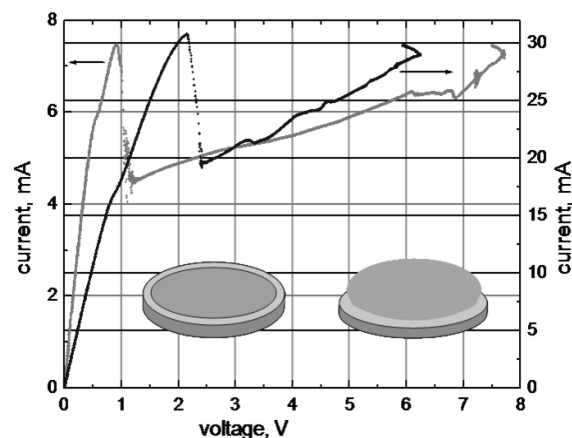
**Рис. 1.** Резонаторная СР структура с токоподводом. На вставке — направления распространения волны и поля в резонаторе.

К образцу прикладывались импульсы треугольной формы с временем нарастания от 0.2 до 10 мкс. Из зависимостей напряжения и тока от времени восстанавливались вольтамперные характеристики (ВАХ) при прямом и обратном ходе напряжения. Измерения проводились при комнатной Т.

## Основные полученные результаты

Обнаружено влияние ТГц резонатора на проводимость короткопериодных сверхрешеток при нерезонансном туннелировании. Серия эквидистантных максимумов на ВАХ связывается с эффектом Пёрселла, который заключается в росте интенсивности спонтанного излучения в резонаторе по сравнению с излучением в свободное пространство. Обнару-

жено также влияние ТГц резонатора на резонансное туннелирование в СР GaAs/AlAs с кольцевым ТГц резонатором. На ВАХ этих структур при некотором пороговом напряжении наблюдалось резкое уменьшение тока, которое вызвано образованием движущихся доменов. Перепад тока при образовании доменов достигал 50%.



**Рис. 2.** ВАХ резонаторной СР GaAs/AlAs до (левая вставка/шкала) и после (правая вставка) изменения резонатора.

Изменение параметров резонатора приводило к изменению формы ВАХ. На резонаторный образец наносилась капля проводящей пасты, которая перекрывала всю верхнюю часть меза-структуры (вставки на рис. 3). На рис. 3 показаны ВАХ структуры до и после нанесения этой капли. изменилось Пороговое поле образования домена изменилось  $\sim$  в 2 раза, чего вообще говоря, быть не должно, так как расстояние между токовыми контактами не изменилось. Возможная причина изменения порогового поля — возникновение в резонаторе переменного поля достаточно большой амплитуды, которое за счет выпрямления на сильной нелинейности образца сдвигает рабочую точку на вольтамперной характеристике. Это указывает на возможность возбуждения ТГц резонатора за счет отрицательного сопротивления СР с доменами.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 14-02-01062, 16-29-09626, 16-29-03135) и программ РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий» и «Новые источники миллиметрового и терагерцового излучения и их перспективные приложения».*



# Фотозлектрические свойства эпитаксиальных слоев нитрида индия

Б.А. Андреев<sup>1,2</sup>, П.А. Бушуйкин<sup>1</sup>, В.Ю. Давыдов<sup>3</sup>, Д.Н. Лобанов, Д.И. Курицын<sup>1,2</sup>,  
А.Н. Яблонский<sup>1,2</sup>, Н.С. Аверкиев<sup>3</sup>, Г.М. Савченко<sup>3</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1,2</sup>

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

2 Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского

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

\* boris@ipmras.ru, § bushuikip@ipm.sci-nnov.ru

В докладе сообщается о наблюдении положительной и отрицательной межзонной фотопроводимости n-InN в области 0.6–2 эВ при комнатной и низкой температурах для эпитаксиальных слоев с концентрацией электронов  $10^{17}$ – $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Кинетика спада фотопроводимости характеризуется несколькими временами релаксации в диапазоне от наносекунд до десятков секунд. Наносекундный отрицательный фотоотклик связывается с уменьшением подвижности электронов при захвате дырок на центры рекомбинации с большим сечением захвата.

## Введение

Интерес к исследованиям оптических и фотозлектрических свойств эпитаксиальных слоев нитрида индия связан с возможностью реализации на основе прямозонного полупроводника с шириной запрещенной зоны  $E_G \sim 0.64$  эВ [1] активной среды для излучающих и фоточувствительных устройств в ближней ИК области спектра, оптимальной для волоконно-оптических линий связи. В эпитаксиальных слоях n-InN наблюдалась эффективная фотолюминесценция (ФЛ) [2], стимулированное излучение при оптической накачке [3] и электролюминесценция в диодной структуре с гетеропереходом n-InN/p-GaN [4]. Фотозлектрические свойства InN исследованы недостаточно. В экспериментах с интенсивным лазерным межзонным возбуждением наблюдался положительный и отрицательный медленный фотоотклик с характерными длинными временами достижения стационарного состояния, более 10 секунд [5, 6]. Авторы указанных работ связывают отрицательную фотопроводимость с дополнительным рассеянием электронов при захвате фотогенерируемых (неравновесных) дырок на центры рекомбинации. Возникающее при захвате дырок снижение подвижности электронов при межзонном подсвете уменьшает проводимость сильнее, чем её рост за счет генерации носителей. Цель настоящей работы – исследование кинетики фотопроводимости эпитаксиальных слоев нитрида индия.

## Описание эксперимента

В работе исследовались эпитаксиальные структуры InN n-типа проводимости с концентрацией носителей от  $3 \cdot 10^{17}$  до  $4.7 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> выращенные методом МВЕ на подложках Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в Корнельском универси-

тете (GS1804  $n=7 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, GS2054  $n=3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) [7], в ИФМ РАН (InN35  $n=7.5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, InN36  $n=7.6 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) [8], а также и PO15  $n=4.7 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Концентрация свободных электронов определялась в холловских измерениях

Для межзонного возбуждения использовались импульсные лазеры: 1) титан-сапфировый лазер Tsunami (SpectraPhysics)  $\lambda=800$  нм,  $P=100$  мВт, длительность импульса  $\sim 70$  фс при частоте повторения 80 МГц; 2) оптический параметрический генератор MOPO-SL («Spectra-Physics») с длительностью импульсов 5 нс при частоте повторения 10 Гц, перестраиваемый в диапазон  $\lambda=0.44 \div 2.5$  мкм; 3) оптический параметрический генератор OPO («Solar LS»), перестраиваемый в диапазоне  $\lambda=0.44 \div 18$  мкм, с длительностью импульсов 10 нс; 4) непрерывный диодный лазер  $\lambda \sim 632$  нм с блоком питания LDD-10M.

Регистрация спектров и кинетики ФП проводилась по стандартной схеме при постоянном смещении на образце с помощью осциллографа WaveSurfer-432 ("LeCroy"). Временное разрешение ( $\sim 10$  нс) при регистрации ФП определялось длительностью импульсов накачки. Медленные изменения ФП измерялись с помощью синхронного детектора SR810 DSP при амплитудной модуляции непрерывного лазера и мультиметром Keithley 2000 для случая постоянного возбуждения.

## Результаты и обсуждение

Для наиболее качественных образцов с равновесной концентрацией свободных носителей ( $10^{17} < n < 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) спектр межзонной

фотопроводимости наблюдался в интервале температур  $T=4.2\div 300\text{K}$  при слабом непрерывном возбуждении в диапазоне  $h\nu > 0.6\text{ eV}$ . При импульсной накачке все исследуемые образцы InN демонстрируют межзонную фотопроводимость. На рис.1 представлена кинетика фотоотклика при межзонном возбуждении импульсным лазером при температурах 294K и 78K. Фотоотклик ряда образцов показывает два времени спада ФП в наносекундном и микросекундном диапазонах. Наносекундный фотоотклик слоёв InN с концентрацией электронов  $10^{17}\text{--}10^{18}\text{ cm}^{-3}$  положителен при низкой температуре и сохраняет знак при увеличении температуры для наиболее чистых образцов GS2054 и GS1804. Отрицательный сигнал фотопроводимости во всем температурном интервале демонстрирует образец PO15 с

наибольшей концентрацией равновесных электронов ( $n=4.7\cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ ). Образцы с концентрацией электронов, превышающей  $10^{18}\text{ cm}^{-3}$ , имеют различный характер температурных зависимостей.

В слое с более высокой подвижностью электронов (InN36  $\mu\sim 1100\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ) наносекундный отклик всегда положителен (PPC см. Табл. 1), а в образце InN35 с меньшей подвижностью ( $n=7.5\cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu\sim 860\text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ) при комнатной температуре наблюдается отрицательный фотоотклик (NPC). При комнатной температуре наблюдался отрицательный фотоотклик (см. табл. 1) с характерным временем в микросекундном диапазоне и медленный фотоотклик с временем спада в десятки секунд, описанный в работах [5, 6].

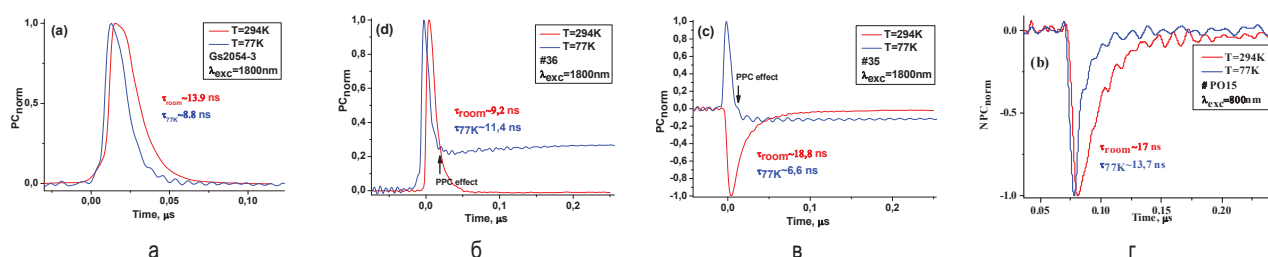


Рис. 1. Наносекундный фотоотклик образцов n- InN с различной концентрацией носителей при температуре жидкого азота и комнатной. а- GS2054, б- InN36, в- InN35, г- #PO15

Таблица 1. Знак фотоотклика для быстрой (Fast) и медленной (Slow) компонент

Sample	N×10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	Fast PC		Slow PC	
		78 K	RT	78 K	RT
GS2054	0.3	PPC	PPC	PPC	NPC
GS1804	0.7	PPC	PPC	not obs.	not obs.
InN 35	7.5	PPC	NPC	NPC	NPC
InN 36	7.6	PPC	PPC	PPC	NPC
PO15	47	NPC	NPC	NPC	not obs.

Рассмотрение различных механизмов изменения концентрации и подвижности носителей, определяющих проводимость при межзонном возбуждении, позволяет утверждать, что за кинетику ФП отвечают процессы, не имеющие прямого отношения к рассеянию на фононах, включая релаксацию электронов, возбужденных вблизи границы активной области [9]. По-видимому, одним из основных механизмов появления отрицательной проводимости является захват неравновесных дырок на центры рекомбинации, что приводит к дополнительному рассеянию электронов на заряженных центрах. Полученные результаты дают основание по-

лагать, что в исследованных слоях InN существуют несколько типов центров захвата, различающихся сечением и концентрацией [5, 6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-29-03374) и программы РАН с использованием оборудования ЦКП "Физика и технологии микро- и наноструктур" при ИФМ РАН.

### Литература

1. V.Yu.Davydov et al. // Phys. Status Solidi B 229, R1 (2002).
2. A.A. Klochikhin et al. // Phys. Rev. B, 71(19), 195207 (2005).
3. Ming-Shien Hu et al. // Applied Physics Letters 90, 123109 (2007)
4. Guo-Guang Wu et al. // Appl. Phys. Lett. 100, 103504 (2012)
5. P.C. Wei, et al. // Phys.Rev. B 81, 045306 (2010)
6. Guo L. et al. //Appl.Phys.Lett. 102(7), 072103, 2013.
7. H. Lu et al. //Appl. Phys. Lett. 79, 1489 (2001)
8. Д.Н. Лобанов и др. // ФТП 50(2), 264 (2016)
9. O.E., Raichev and F.T. Vasko // Phys. Rev. B 73, 075204 (2006).

# Люминесцентные свойства структур с нановключениями кремния в диоксиде кремния и оксидах с высокой диэлектрической постоянной, отожженных в водороде

Б.А. Андреев<sup>2,1</sup>, А.В. Ершов<sup>1\*</sup>, А.М. Легков<sup>1</sup>, Д.А. Грачев<sup>1</sup>, Л.В. Красильникова<sup>2,1</sup>, А.Н. Яблонский<sup>2,1</sup>, И.И. Чунин<sup>1</sup>, Д.В. Гусейнов<sup>1</sup>, А.В. Сухоруков<sup>1</sup>, А.А. Ежовский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Университет Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

\* [ershov@phys.unn.ru](mailto:ershov@phys.unn.ru)

Представлены результаты по изучению влияния отжига в атмосфере молекулярного водорода на стационарную и время-разрешенную фотолюминесценцию (ФЛ) и электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) многослойных нанопериодических структур (МНС)  $a\text{-SiO}_x/\text{диэлектрик}$  ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{ZrO}_2$ ).

## Введение

Одним из направлений современных исследований нанокремния является получение и изучение свойств ансамблей нанокристаллов (НК) Si в диэлектрической матрице с целью повышения излучательной способности непрямозонного полупроводника за счет квантово-размерного ограничения. В работе [1] был предложен метод получения слоев с НК Si, периодически разделенных нанослоями  $\text{SiO}_2$  в направлении роста, путем формирования аморфных «сверхрешеток»  $\text{SiO}/\text{SiO}_2$  с последующим высокотемпературным отжигом. Этот метод позволяет получать вертикально упорядоченные массивы НК Si в диоксидной матрице, и обеспечивает независимый контроль их размеров, распределения и плотности. Из-за наличия в данных структурах центров безызлучательной рекомбинации (преимущественно  $P_b$ -центры), значительная доля НК Si являются «темными», т.е. не излучают. Пассивация водородом подобных дефектов позволяет сократить долю «темных» НК на 20%, повысив тем самым квантовый выход до 35% [2, 3]. Цель данной работы была в изучении влияния отжига в водороде (гидрогенизация) и в безводородной среде (дегидрогенизация) на фотолюминесценцию систем с массивами НК Si в диэлектрической матрице, полученных путем высокотемпературного отжига МНС  $a\text{-SiO}_x/\text{диэлектрик}$  ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{ZrO}_2$ ).

## Эксперимент

Многослойные наноструктуры  $a\text{-SiO}_x/\text{диэлектрик}$  с периодами 8 – 20 нм и числом слоев до 60 были получены испарением в вакууме. Формирование НК кремния проводили отжигом образцов в азоте при 1000 и 1100 °С. Гидрогенизация МНС проводилась отжигом в молекулярном водороде (1 атм.) при 350 – 550 °С в течение 1 – 2 часов. Влияние эффузии водорода изучали под действием отжига в азотной атмосфере при температурах 500 – 900 °С.

Спектры стационарной ФЛ измерялись на монохроматоре SP-150 (350 – 900 нм) при накачке  $\text{N}_2$ -лазером (337 нм) и Ag-лазером (488 нм). Для регистрации спектров возбуждения и кинетики люминесценции с наносекундным временным разрешением использовались оптический параметрический генератор MOPO-SL (SpectraPhysics) с длительностью импульсов 5 нс при частоте повторения 10 Гц, перестраиваемый в диапазоне  $\lambda=0.44 - 2.5$  мкм и приемники Hamamatsu NIR-PMT в ИК области и фотоумножитель с рабочим диапазоном 0.4 – 0.9 мкм. Спектральное разрешение обеспечивалось монохроматором SP2300 Princeton Instruments. Исследование ЭПР проводилось на спектрометре BRUKER-EMXplus-10/12 при 77 °К.

## Результаты и обсуждение

По данным ФЛ МНС  $a\text{-SiO}_x/\text{диэлектрик}$  ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{ZrO}_2$ ), отожженных при  $1000 - 1100\text{ }^\circ\text{C}$ , в общем случае следует наличие трех полос излучения:  $420 - 470$ ,  $520 - 580\text{ нм}$  и  $700 - 850\text{ нм}$ . Первая, характерная для  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{ZrO}_2$ , связана с центрами окраски в диэлектрике. Вторая (быстрая –  $F$ ) полоса связана с вакансионными дефектами  $\text{SiO}_x$  ( $x < 2$ ), образующимися в процессе отжига на границах «нановключение –  $\text{SiO}_2$ ». Полоса при  $700 - 850\text{ нм}$  (медленная –  $S$ ) связана с образованием нанокристаллов кремния в диэлектрической матрице при высокотемпературном отжиге.

Термообработка в водороде при  $350 - 500\text{ }^\circ\text{C}$  отожженных при  $1100\text{ }^\circ\text{C}$  МНС  $a\text{-SiO}_x/\text{диэлектрик}$  повышает ФЛ от НК Si в 2 – 5 раз и уменьшает интенсивность дефектных коротковолновых полос, что мы связываем с насыщением оборванных связей (включая  $P_b$ -центры) водородом. Максимальное увеличение интенсивности люминесценции, связанной с нанокристаллами кремния достигается после гидрогенизации при температуре  $450\text{ }^\circ\text{C}$  (рис. 1 на примере МНС  $a\text{-SiO}_x/\text{SiO}_2$ ). Кроме того, для всех образцов наблюдалось красное смещение пика ФЛ под действием водорода, возможно вследствие более эффективной пассивации крупных НК Si. Кинетические параметры затухания ФЛ (рис. 1), измеренные на длинах волн, соответствующих максимальной ФЛ, показали типичные значения для медленной ( $S$ ) и быстрой ( $F$ ) полос излучения  $\sim 10\text{ мкс}$  и  $\sim 10\text{ нс}$ , соответственно [2].

Влияние гидрогенизации проявилось в увеличении интенсивности и времени затухания ФЛ, что свидетельствует о снижении концентрации дефектов типа оборванной связи. Это подтверждается данными ЭПР спектроскопии. Для исследуемых структур наблюдался пик с  $g = 2.005$ , связанный с  $P_b$ -центрами (рис. 2). После гидрогенизации МНС  $a\text{-SiO}_x/\text{SiO}_2$  при  $450\text{ }^\circ\text{C}$  обнаружен спад концентрации дефектов вдвое от первоначального уровня  $5 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ . Рассмотрение образцов, подвергнутых дегидрогенизации отжигом в безводородной атмосфере, по данным ЭПР показало резкое увеличение концентрации дефектов, начиная с температуры  $550\text{ }^\circ\text{C}$ , что объясняется эффузией водорода и согласуется с поведением спектров ФЛ.

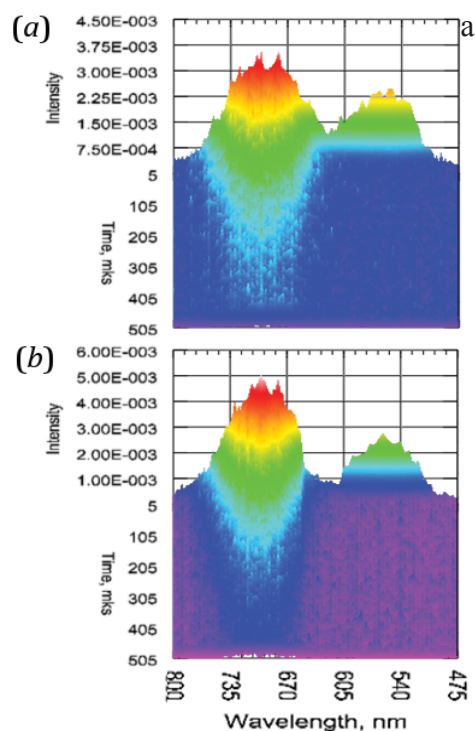


Рис. 1. Спектры и кинетика ФЛ МНС  $a\text{-SiO}_x/\text{SiO}_2$ , отожженной при  $1100\text{ }^\circ\text{C}$  в  $\text{N}_2$  (а) и в  $\text{H}_2$  средах при  $450\text{ }^\circ\text{C}$  (б).

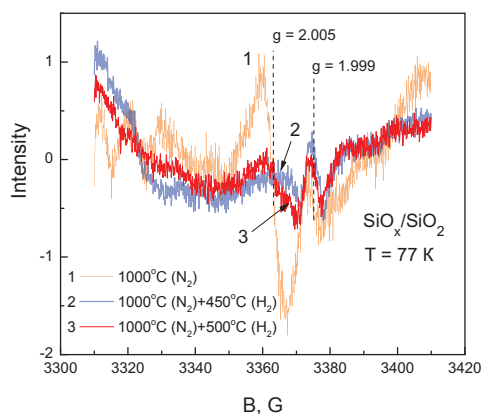


Рис. 2. Спектры ЭПР МНС  $a\text{-SiO}_x/\text{SiO}_2$ , отожженных при  $1100\text{ }^\circ\text{C}$  в атмосфере  $\text{N}_2$  с последующей гидрогенизацией.

Работа частично поддержана РФФИ, проекты № 15-02-05086 и 15-42-02254.

## Литература

1. M. Zacharias, J. Heitmann, R. Scholz et al. // Appl. Phys. Lett. V. 80, 661 (2002).
2. R. Limpens, S.L. Luxembourg, A.W. Weeber et al. // Sci. Rep. V. 6, 19566 (2016).

# Особенности люминесценции аморфного и нанокристаллического кремния, полученного плазмохимическим методом из SiF<sub>4</sub> и SiH<sub>4</sub>

Б.А. Андреев<sup>1,2\*</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, Л.В. Красильникова<sup>1,2</sup>, Р.А. Корнев<sup>3</sup>, П.Г. Сенников<sup>3</sup>

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

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

3 Институт химии высококочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН. ул. Тропинина, д. 49, Нижний Новгород, 603950.

\*boris@ipmgras.ru

В докладе сообщается о результатах исследования спектров и кинетики люминесценции слоев аморфного кремния с включениями нанокристаллов кремния, полученных в процессах плазмохимического осаждения из SiF<sub>4</sub> и SiH<sub>4</sub>. Установлены условия образования связей Si-F в слоях, осаждаемых из SiF<sub>4</sub>. Обсуждаются наблюдаемые особенности спектров и кинетики люминесценции NC-Si во фторированных структурах.

## Введение

Нанокристаллы кремния (NC-Si) в диэлектрических и полупроводниковых матрицах интенсивно исследуются в связи с квантово-размерными эффектами и важными приложениями в качестве излучающих и фотовольтаических устройств [1,2]. Структуры с нановключениями кремния в матрицу SiO<sub>2</sub> демонстрируют высокую квантовую эффективность эмиссии в ИК и видимом диапазонах. Структуры с NC-Si в аморфном кремнии интересны в качестве фотовольтаических и светодиодных устройств. В работе [2] показано, что в структурах с нанокристаллами кремния в SiO<sub>2</sub>, пассивированными водородом, квантовая эффективность эмиссии при оптической накачке составляет 35% и может быть увеличена при уменьшении плотности Р<sub>b</sub>-центров (оборванных связей на частично окисленной поверхности нанокристаллов) до  $1.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Одним из путей решения проблемы Р<sub>b</sub>-центров и, возможно, снятия известных ограничений на коротковолновую границу (~2 эВ) эмиссии экситонов в наиболее мелких нанокристаллах, связанных с возрастающей долей поверхностного кислорода [3], является уменьшение концентрации кислорода на поверхности нанокристаллов. Действительно, верхняя граница ФЛ NC-Si сдвигается до 3 эВ в матрице Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> [4], и до 3.5 эВ при пассивации пористого кремния водородом [5]. Ранее мы сообщали о заметном синем сдвиге полосы экситонной эмиссии NC-Si, в структурах с матрицей аморфного кремния, полученных плазмохимическим методом из SiF<sub>4</sub> [6]. Цель данной работы – определение зависимости излучательных свойств кремниевых слоев от условий процесса осаждения из SiF<sub>4</sub>.

## Эксперимент

Слои кремния, содержащие аморфную и нанокристаллическую фазы, были получены методом стимулированного плазмой осаждения (PECVD) на кремниевые и сапфировые подложки из смесей SiF<sub>4</sub>, H<sub>2</sub> и SiH<sub>4</sub>. Процесс осуществляли при давлении 1 торр и заданной температуре подложки в ВЧ емкостно-связанном разряде на частоте 13.56 МГц при мощности, подводимой в зону плазменного разряда в интервале (30÷40)±5 Вт. Для сопоставления использовались слои, осажженные ранее [7] на установке PlasmaLab80Plus при давлении 20-25 мТорр в условиях индуктивно-связанного плазменного разряда с частотой 13.56 МГц и мощностью 250-300 Ватт.

Спектры поглощения слоев измерялись на фурье-спектрометре IFS 125 BRUKER, стационарная фотолюминесценция регистрировалась многоэлементным приемником - Princeton Instruments (диапазон работы 0.62–1.7 мкм) или фотоумножителем (0.4-0.9 мкм) при накачке непрерывным лазером на длине волны 0.532 мкм. Для регистрации спектров возбуждения и кинетики люминесценции с наносекундным временным разрешением использовались оптический параметрический генератор MOPO-SL (SpectraPhysics) с длительностью импульсов 5 нс при частоте повторения 10 Гц, перестраиваемый в диапазоне  $\lambda=0.44 \div 2.5$  мкм и приемники Hamamatsu NIR-PMT в ИК области и фотоумножитель с рабочим диапазоном 0.4-0.9 мкм. Спектральное разрешение обеспечивалось монохроматором SP2300 Princeton Instruments.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены ИК спектры пропускания слоев кремния, осажденных из газовой фазы  $\text{SiF}_4+\text{H}_2$  (#1 и 4) и  $\text{SiF}_4+\text{SiH}_4+\text{H}_2$  (#2) при различных температурах подложки.

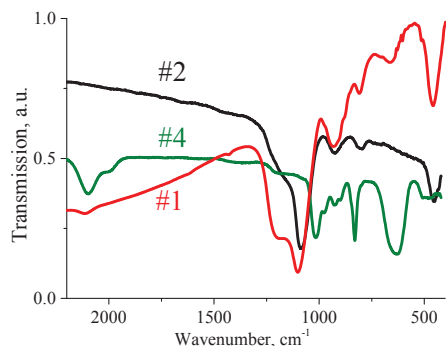


Рис. 1. ИК спектр слоев аморфного кремния в зависимости от условий: #1 [7] и 2— $T=200^\circ\text{C}$ , #4— $250^\circ\text{C}$

Увеличение температуры изменяет состав слоя. При  $T = 200^\circ\text{C}$  в спектре слоев #1 [7] и 2 доминируют полосы поглощения связей  $\text{SiO}_i$  ( $1085$ ,  $1195$  и  $460\text{ cm}^{-1}$ ) [8] и, независимо от присутствия  $\text{H}_2$  и  $\text{SiH}_4$ , полосы поглощения  $\text{SiH}_i$  ( $2100$ ,  $2002$ ,  $630$ – $640\text{ cm}^{-1}$ ) слабые (#1) или отсутствуют (#2). При увеличении температуры подложки до  $250^\circ\text{C}$  (образец #4) резко возрастает интенсивность линий, относящихся к водороду  $\text{SiH}_2$  ( $2100$  и  $630$ – $640\text{ cm}^{-1}$ ) и  $\text{SiH}$  ( $2002\text{ cm}^{-1}$ ) и появляются интенсивные линии колебаний  $\text{SiF}_i$  ( $1014$ ,  $977$ ,  $927$ ,  $830\text{ cm}^{-1}$ ). Наблюдаемое изменение спектра – падение поглощения связанного с кислородом, можно объяснить формированием в процессе осаждения при низкой температуре значительного количества оборванных связей кремния которые затем захватывают кислород из атмосферы. Пассивация кремния фтором и водородом блокирует этот процесс.

Результаты измерения стационарной люминесценции образцов, осажденных при различных температурах, приведены на рис.2. Температура вблизи  $250^\circ\text{C}$  близка к оптимальной для достижения интенсивной эмиссии кремниевых слоев. Необходимо отметить, что падение интенсивности люминесценции коррелирует с ростом кислородных полос поглощения.

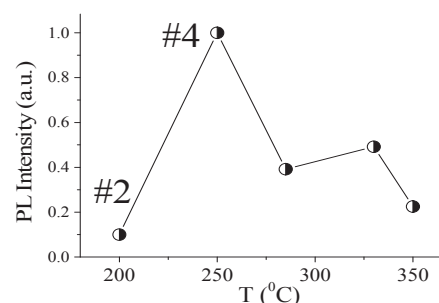


Рис. 2. Зависимость интенсивности пика ФЛ слоев a-Si ( $1.4\text{ эВ}$ ) от температуры подложки при осаждении

Полоса люминесценции экситонов в нанокристаллах, формирующихся в матрице аморфного кремния (S-band на рис.3), смещена в область больших энергий по сравнению со структурами NC-Si в  $\text{SiO}_2$  при одинаковом среднем размере нанокристаллов. Этот факт и существенное уменьшение времени спада ФЛ в S-полосе NC-Si/a-Si свидетельствуют об увеличении вклада в эмиссию наиболее мелких нанокристаллов во фторированных структурах.

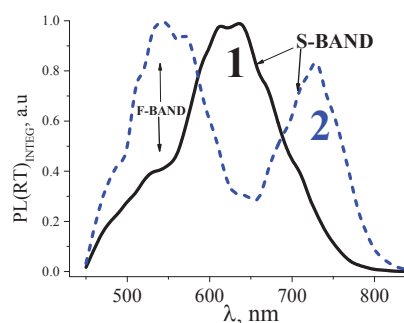


Рис. 3. Спектры интегральной ФЛ структур NC-Si/a-Si (1) и NC-Si/ $\text{SiO}_2$  (2)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Проект 15-02-05086)

## Литература

1. F. Priolo et al. // Nature Nanotechnology, V. 9 (1), 19 (2014).
2. R. Limpens et al. // Sci. Reports V.6, 19566 (2016).
3. B. Filonov et al. // Phys.Rev. B. **65**, 195317 (2002)].
4. T-Y. Kim et al. // Appl. Phys. Lett., **85**, 22, 5355 (2004).
5. D. Kovalev et al. // Phys. Stat. Sol.(b) **215**, 871 (1999).
6. Б.А. Андреев и др. // Материалы XX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» 14-18 марта 2016 г., Н. Новгород Т. 2, 472.
7. П.Г. Сенников и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 89(2), 80 (2009).
8. M. Konagai, K. Takahashi // APL, V.36, 599 (1980).

# Оптическая спектроскопия антипересечения спиновых подуровней в SiC и алмазе

А.Н. Анисимов<sup>1\*</sup>, Е.Н. Мохов<sup>1</sup>, В.А. Солтамов<sup>1</sup>, Г.В. Астахов<sup>2</sup>, В. Дьяконов<sup>2</sup>, П.Г. Баранов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>2</sup> Experimental Physics VI, Julius-Maximilian University of Wuerzburg, 97074 Wuerzburg, Germany.

\*aan0100@gmail.com

В работе приведены результаты спектроскопии антипересечения спиновых подуровней центров атомарных размеров, характеризующихся квадруплетными основным и возбужденным спиновыми состояниями в карбиде кремния. Эти спиновые центры характеризуются уникальным циклом оптического выстраивания населенностей спиновых подуровней, позволяющих создавать инверсные населенности при комнатных температурах, что дает возможность их применения для создания сенсоров магнитного поля и температуры с субмикронным разрешением, работающих в условиях окружающей среды. При этом нет необходимости использовать микроволновое излучение. Были также рассмотрены возможности использования азотно-вакансионных дефектов для регистрации слабых магнитных полей на основе оптического отклика в слабых магнитных полях также в отсутствие микроволнового излучения.

## Введение

Уникальные квантовые свойства азотно-вакансионного центра (NV) в алмазе [1] мотивировали усилия, чтобы найти дефекты с аналогичными свойствами в карбиде кремния (SiC), которые могут расширить функциональные возможности таких систем. Дефекты атомного масштаба в объемном и нанокристаллическом карбиде кремния являются перспективными объектами для применений в сенсорике с субмикронным разрешением, а также для обработки квантовой информации, получения одиночных фотонов. Важной особенностью квантовых центров в SiC является используемый оптический диапазон, лежащий в полосе прозрачности волоконной оптики и биологических объектов. В SiC недавно были обнаружены вакансионные центры со спином  $S=3/2$  (будем их «называть спиновые центры»). Данные спиновые центры представляют собой отрицательно заряженную вакансию кремния  $V_{Si}^-$ , нековалентно связанную с нейтральной вакансией углерода  $V_C^0$  ( $V_{Si}^-V_C^0$ ) [2–10]. Для спиновых центров в карбиде кремния существует уникальная возможность регистрировать оптически детектируемый магнитный резонанс (ОДМР) и антипересечение уровней энергии (ЛАС) в широком диапазоне температур, вплоть до комнатной, что позволит использовать данный объект в термометрии, магнитометрии и создания биометок.

## Объект исследования

Наличие физического эффекта оптического выстраивания спинов  $V_{Si}^-V_C^0$  центра при облучении кристалла SiC инфракрасным (ИК) светом позволя-

ет оптически регистрировать антипересечение Зеемановских уровней (ЛАС) и магнитный резонанс (ОДМР) при комнатных температурах. Оси ансамбля спиновых центров в SiC ориентированы вдоль гексагональной кристаллографической оси (с-оси), и основная спиновая плотность локализована на вакансии кремния. В отличие от единственного известного центра в алмазе (NV) с фиксированными оптическими и микроволновыми параметрами, в SiC имеется большое разнообразие спиновых центров благодаря существованию ряда политипов и наличия разных комбинаций позиций кремния и углерода. Спектры ЭПР этих спиновых центров описываются стандартным спиновым гамильтонианом для  $S=3/2$ :

$$H = g_e \mu_B B S + D[S_z^2 - (1/3)S(S+1)]$$

где  $g_e \sim 2.0$  — электронный  $g$ -фактор,  $\mu_B$  — магнетон Бора. Параметры тонкой структуры  $D$  для различных спиновых центров сведены в табл. 1.

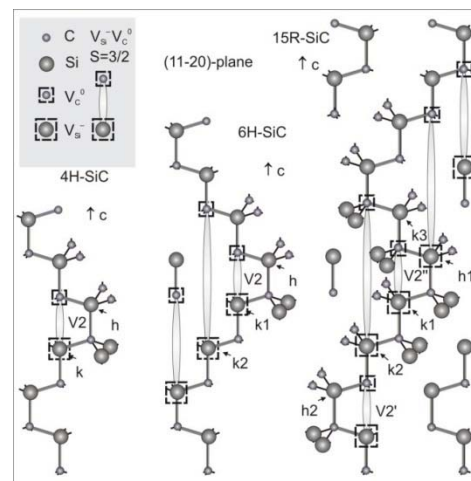


Рис. 1. Фрагмент кристаллической структуры для 3-х политипов SiC с указанием  $V_{Si}^-V_C^0$  центров.

### Макет спектрометра

Регистрация спектров антипересечения уровней происходила на специально изготовленном макете спектрометра. Блок схема макета показана на рис. 2.

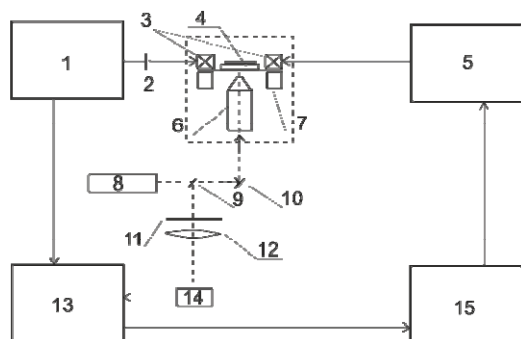


Рис. 2. Блок-схема спектрометра.

В состав макета спектрометра входит НЧ генератор 1, конденсатор 2, катушка для модуляции магнитного поля 3, исследуемый образец (например, 4H-SiC с активными спиновыми центрами) 4, управляемый блок питания магнита 5, объектив 6, сканирующий столик 7, лазер 8, полупрозрачное зеркало 9, зеркало 10, светофильтр 11, линза 12, синхронный детектор 13, фотоприемник (ФЭУ или фотодиод) 14, блок управления и регистрации 15.

### Антипересечение уровней

На рис. 3 показано Зеемановское расщепление спинов  $V_{Si}^0 - V_C^0$  центра  $\pm 3/2$  и  $\pm 1/2$  и спектры антипересечения уровней для политипа 15R-SiC. Расщепление уровней для других политипов отличается величиной  $D$  (табл. 1). Антипересечение спиновых подуровней при приложении магнитного поля приводит к изменению населенностей спиновых подуровней, что, в свою очередь, вызывает изменение фотолюминесценции, то есть регистрируется сигнал ОДМР. Места антипересечений на рисунке показаны точками.

Таблица 1. Значение магнитных полей антипересечений уровней и константы расщепления тонкой структуры  $D$  в политипах 4H, 6H, 15RSiC при комнатной температуре.

Политип	4H-SiC	6H-SiC		15R-SiC		
D, МГц	35,0	13,5	63,5	6,5	25,4	69,0
LAC1, Гс	12,5	5,0	22,5	2,3	9,0	24,5
LAC2, Гс	25,0	10,0	45,0	4,6	18,0	49,0

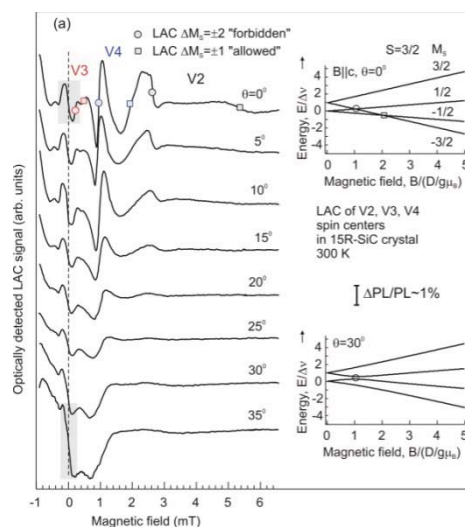


Рис. 3. Кривые антипересечения Зеемановских уровней 15R-SiC в различных ориентациях. Справа показаны расчеты энергетических уровней для различных ориентаций.

### Актуальность

Изученные антипересечения спиновых центров могут быть использованы в сенсорике с субмикронным разрешением, а также для обработки квантовой информации, получения одиночных фотонов актуально тем, что их спиновые свойства можно использовать в широком диапазоне температур и на их базе можно создать биологические метки, сенсоры магнитных полей и сенсоры температур.[2-5]

### Благодарности

Работа поддержана проектами РФФ № 16-42-01098; РФФИ №16-02-00877 и №16-52-76017 ЭРА.

### Литература

- Gruber et al. // Science 276, 2012 (1997).
- D. Simin et al. // Phys. Rev. X 6, 031014 (2016).
- A.N. Anisimov et al. // Technical Physics Letters 42, iss. 6, 618-621 (2016).
- G.V. Astakhov et al. // Applied Magnetic Resonance 47, iss. 7, 793–812 (2016).
- A.N. Anisimov et al. // Scientific Reports, 6, 33301 (2016).
- P. G. Baranov, J. Schmidt et al. // Phys. Rev. B 83, 125203 (2011).
- H. Kraus, P.G. Baranov, V. Dyakonov et al. // Scientific Reports, 4, 5303 (2014).
- H. Kraus, P. G. Baranov, V. Dyakonov et al. // Nat. Phys. 10, 157 (2014).
- V. S. Vainer and V. A. Il'inSov. // Phys. Solid State 23, 2126 (1981).
- P. G. Baranov, J. Schmidt et al. // J. Exp. Theor. Phys. Lett. 86, 202 (2007).



# ТГц гетеродинный приемник на основе NbN НЕВ смесителя и квантово-каскадного лазера в качестве гетеродина

В.А. Анфертьев<sup>1</sup>, В.Л. Вакс<sup>1</sup>, И.В. Третьяков<sup>1,2</sup>, Г.Н. Гольцман<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 119992

\*anfertev@ipmras.ru

В работе представлен лабораторный макет ТГц гетеродинного приемника на основе смесителя на эффекте электронного разогрева и гетеродина на основе квантово-каскадного лазера. Результаты работы показывают возможность создания высокочувствительного гетеродинного ТГц приемника высокого разрешения, а также ТГц спектрометра на его основе для различных прикладных задач.

## Введение

В данной работе рассмотрен вопрос построения ТГц гетеродинного приемника на основе твердотельного гетеродина и сверхпроводникового смесителя. Представлен макет гетеродинного приемника, который может быть использован как для регистрации слабых ТГц сигналов, так и в составе системы фазовой стабилизации частоты ТГц источников.

## Методика эксперимента

В данной работе исследуется возможность создания высокостабильного источника ТГц излучения и ТГц гетеродинного приемника с использованием квантового каскадного лазера (ККЛ), в качестве источника и гетеродина, а также болометра на эффекте электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых NbN пленках (Hot Electron Bolometer, НЕВ). Характерный размер чувствительной области смесителя — мостика из NbN-пленки, — составляет приблизительно 0.2 мкм в длину и 2 мкм в ширину при толщине пленки 3–4 нм [1]. Для повышения эффективности согласования чувствительной области НЕВ смесителя с излучением он интегрирован в широкополосную планарную логарифмическую спиральную антенну, работающую до частоты 6 ТГц, которая помещается в фокус эллиптической линзы. Входная полоса НЕВ-приемника ТГц диапазона ограничивается используемой антенной и оптикой входной части прибора. Болометр используется в оптическом гелиевом криостате заливного типа. Линза со смесителем устанавливается в держатель, который размещен на холодной плате криостата. Шумовая температура НЕВ смесителя составляет порядка 600 К при входной полосе частот порядка 10 ГГц, определяе-

мой полосой усилительного тракта. Использованный в эксперименте ККЛ имеет тот же дизайн, что и в работе [2]. Частота излучения ККЛ составляет 2.02 ТГц, излучаемая мощность — порядка 1 мВт. Структура ККЛ припаяна с помощью индия к медному держателю, который помещен в криостат замкнутого цикла. В рабочем режиме ККЛ рассеивает мощность около 5 Вт, температура держателя при этом около 15К. Излучение ККЛ выводится через оптическое окно криостата и собирается внесевым параболическим зеркалом с внешней стороны. Далее коллимированное излучение поступает на делитель луча, который отражает 3% мощности ККЛ в оптическое окно криостата с НЕВ смесителем, вводя смеситель в рабочий режим. ККЛ питается перестраиваемым высокостабильным источником тока. Перестройка ККЛ по частоте может осуществляться как изменением питающего тока, так и изменением температуры структуры. В качестве пробного источника сигнала используется излучение с синтезатора на основе лампы обратной волны (ЛОВ), диапазона 115–160 ГГц, умноженное с помощью умножителя на основе полупроводниковой сверхрешетки (ППСР). Относительная частотная нестабильность сигнального излучения составляет порядка  $10^{-8}$ . Частота синтезатора выбрана таким образом, чтобы разность частоты 13-й гармоники излучения и частоты генерации ККЛ попадала в полосу усилительного тракта промежуточной частоты (ПЧ). Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Поскольку нестабильность сигнального излучения синтезатора много меньше нестабильности частоты свободно генерирующего ККЛ, то по спектру промежуточной частоты можно измерить перестройку ККЛ по току и температуре, а также измерить ширину линии его генерации.

## Результаты и обсуждение

Спектр ПЧ, полученный смешением сигналов ККЛ и гармоники синтезатора представлен на рис. 2. Ширина линии генерации ККЛ составляет порядка 1 МГц и определяет частотное разрешение приемника. Однако для некоторых приложений, требуется более высокое частотное разрешение и необходима система стабилизации частоты.

Были измерены частотные характеристики ККЛ, необходимые для разработки системы ФАПЧ. Диапазон перестройки составил около 700 МГц (рис. 3). Нами показано, что ККЛ имеет линейную монотонную перестройку от управляющего тока, что является приемлемым для создания ФАПЧ.

Мощность пробного сигнала, в роли которого выступает излучение 13-й гармоники синтезатора, составляет порядка нВт. Полученное при этом максимальное соотношение сигнал/шум составляет примерно 12 дБ.

Кроме того, разработанный макет гетеродинного приемника можно также использовать в качестве источника излучения, поскольку только 3% мощности излучения ККЛ отводится делителем луча в оптической схеме для введения смесителя в рабочий режим. Остальную мощность можно использовать непосредственно для приложений, требующих высокостабильных перестраиваемых источников ТГц излучения.

## Заключение

В результате показана возможность создания высокочувствительного гетеродинного ТГц приемника высокого разрешения, а также ТГц спектрометра на его основе для целей радиоастрономии, ТГц спектроскопии высокого разрешения, систем связи и безопасности и др.

## Литература

1. L. Tretyakov, S. Ryabchun, M. Finkel et al. // Appl. Phys. Lett. V. 98. P. 033 507 (2011).
2. C. Worrall et al. Continuous wave operation of a superlattice quantum cascade laser emitting at 2 THz // Optics Express. V. 14. №. 1. p. 171-181 (2006)

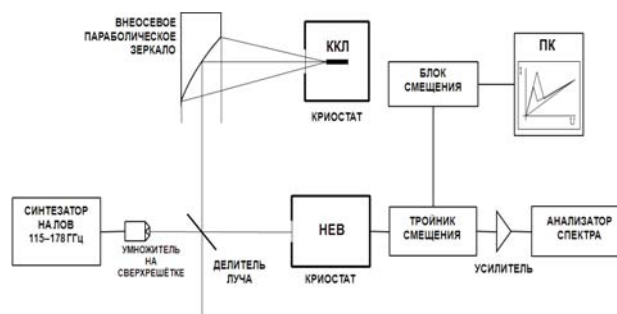


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

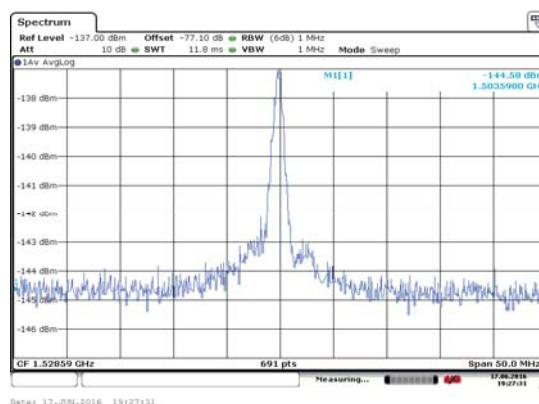


Рис. 2. Спектр промежуточной частоты, полученный в результате смешения сигнала ККЛ и 13-й гармоники синтезатора.

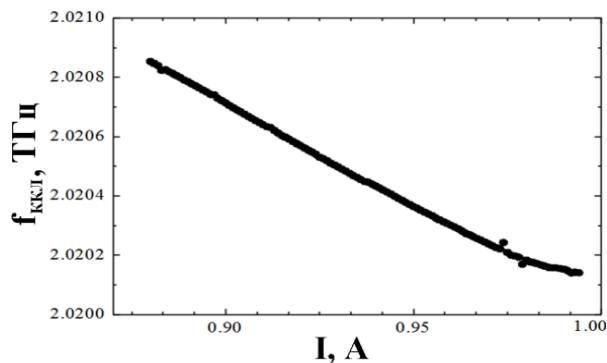


Рис. 3. Зависимость частоты генерации ККЛ от питающего тока.

# Магнитотранспорт в тонких эпитаксиальных пленках $\text{Bi}_2\text{Se}_3$

Б.А. Аронзон<sup>1,2,\*</sup>, Л.Н. Овешников<sup>1,2</sup>, В.А. Прудкогляд<sup>2</sup>, А.Ю. Кунцевич<sup>2</sup>,  
Ю.Г. Селиванов<sup>2</sup>, Е.Г. Чижевский<sup>2</sup>

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

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

\*aronzon@mail.ru

Обнаруженная отрицательная магнетопроводимость в малых полях, обусловленная эффектом слабой антилокализации, также как и осцилляции Шубникова-де Гааза в больших полях, определяется только перпендикулярной к плоскости пленки компонентой магнитного поля. Полученные экспериментальные результаты могут быть разумно объяснены в предположении наличия в исследуемых пленках двумерных топологически защищенных электронных состояний. Образцы, легированные Eu демонстрируют наличие магнитного момента и ферромагнетизм при температурах ниже гелиевой. При концентрации Eu 2.5% наблюдается линейное магнетосопротивление в широком диапазоне магнитных полей, природа которого не вполне ясна.

## Введение

Топологические изоляторы (ТИ) являются одним из наиболее перспективных новых классов соединений последних лет [1]. Большая часть ТИ представляют собой узкозонные полупроводники с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ). Сильное СОВ приводит к тому, что щель в спектре в объеме ТИ является инвертированной, а на границе с любым тривиальным изолятором, включая воздух, образуются топологически защищенные поверхностные состояния, спин которых жестко связан с направлением импульса [2]. Среди трехмерных ТИ одним из наиболее перспективных материалов считается  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . В литературе представлено несколько методов получения тонких пленок ( $\leq 40$  нм)  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . В большинстве случаев за счет образования вакансий атомов селена образцы оказываются сильно легированы (с объемной концентрацией электронов  $n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Это приводит к возникновению существенной проводимости по объемным состояниям, что сильно затрудняет выделение вклада поверхностных состояний. Отдельной задачей является установление природы поверхностных состояний и их связи с топологией системы. Значительная часть подобных работ связана с исследованиями методом ARPES, с помощью которого было обнаружено наличие дираковского спектра поверхностных состояний в ТИ, предсказываемого теорией. В ТИ наиболее строгим свидетельством наличия топологических состояний является наблюдение квантового аномального эффекта Холла. Однако, такие работы исключительно редки. Более распространенным указанием на топологическую природу поверхностных состояний является наблюдение

слабой антилокализации (САЛ), в отсутствие эффектов слабой локализации, и появление аномальной фазы осцилляций Шубникова - де Гааза (ШдГ), предсказанных в ТИ.

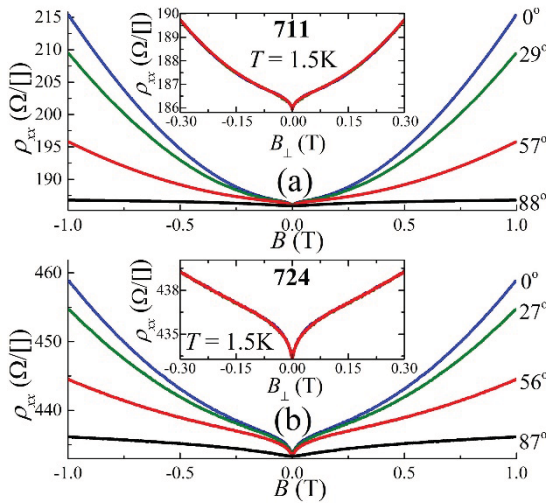
В настоящем докладе приводятся результаты наблюдения эффектов САЛ и ШдГ для нелегированных и легированных Eu образцов  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Результаты проведенного анализа САЛ и ШдГ указывают на топологическую природу поверхностных состояний в исследованных пленках, как наиболее вероятную.

## Результаты и обсуждение

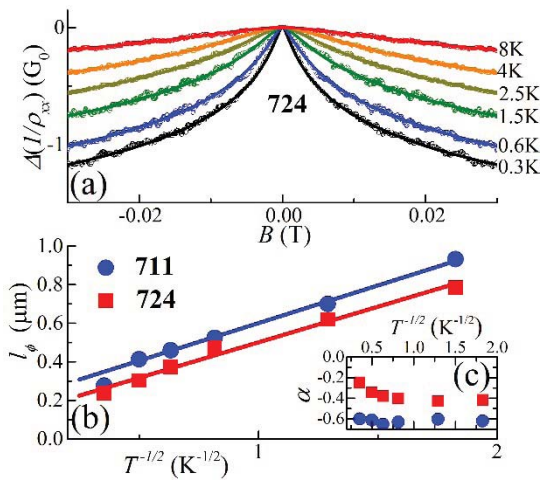
На рис. 1 и 2 представлены результаты, полученные для двух нелегированных образцов  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . На рис. 1 показаны результаты исследования магнетосопротивления (МС) в наклонных магнитных полях. Видно, что отклонение магнитного поля от нормали к плоскости образца, от которой отсчитывался угол, приводит к уменьшению МС. В то же время, кривые магнетосопротивления как функции только перпендикулярной компоненты магнитного поля хорошо совпадают, как это показано на вставках на рис. 1. Таким образом, наблюдаемая САЛ, а также параболическое магнетосопротивление в больших полях связаны с двумерной электронной подсистемой.

Из полученных экспериментальных данных также возможно определение механизма сбоя фазы в исследуемых образцах. При этом следует отметить, что для поверхностных состояний ( $k_F l$ ) > 50 ( $k_F$  – фермиевский волновой вектор,  $l$  – длина свободного пробега), то есть в рассмотрении можно приме-

нять стандартную теорию квантовых поправок. Магнетополевая зависимость интерференционных поправок в диффузионном режиме обычно описывается формулой Хиками-Ларкина-Нагаоки (ХЛН).



**Рис. 1.** Магнетосопротивление образцов 711 (а) и 724 (b) при температуре 1.5 К в наклонных магнитных полях; на вставках показаны кривые, соответствующие углам поворота 0° - 60°, в зависимости от перпендикулярной компоненты магнитного поля, в таком представлении кривые сливаются в одну с точностью до ошибки измерений.

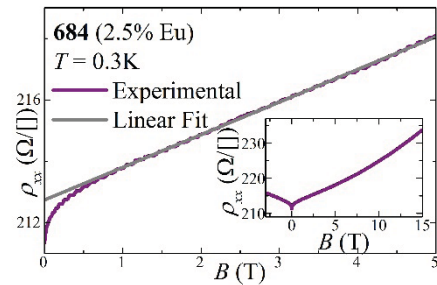


**Рис. 2.** (а) Магнетополевая зависимость  $\Delta(1/\rho_{xx}(B)) = 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(0)$  для образца 724 при различных температурах, точки - экспериментальные данные, линии - аппроксимация по формуле ХЛН; (b) температурная зависимость длины дефазировки  $l_\phi$ ; (c) полученные значения префактора  $\alpha$  в формуле ХЛН.

На рис. 2 представлен результат аппроксимации экспериментальных данных формулой ХЛН. Видно, что наблюдается хорошее согласие. Получившиеся значения длины дефазировки (рис. 2b) оказываются достаточно близки для двух образцов.

Для обоих образцов получается, что  $l_\phi \sim T^{-1/2}$ , это соответствует доминантной роли  $e$ - $e$  рассеяния в качестве основного механизма сбоя фазы.

Следует отметить, что на основании классической модели МС, в рамках данной работы была выявлена доминантная роль поверхностных двумерных состояний в переносе заряда. Наличие аномальной фазы наблюдаемых осцилляций ШдГ и наблюдение САЛ, в отсутствие явных следов слабой локализации, указывает на топологическую природу поверхностных состояний.



**Рис. 3.** Магнетосопротивление образца 684 с 2.5 % примеси Eu при температуре 0.3 К. Серая прямая иллюстрирует линейный характер МС в диапазоне от 1 до 5 Тл. На вставке представлена та же зависимость вплоть до 15 Тл.

В образцах, легированных примесью Eu, также проявляется эффект САЛ, однако, при температурах ниже 1.7 К наблюдается отчетливое насыщение длины дефазировки. Кроме того, МС образца с 2.5% Eu оказывается линейным в диапазоне от 1 до 5 Тл, как это показано на рисунке 3. В больших полях МС становится нелинейным, аналогично случаю чистых пленок. Наличие линейного МС и нетривиального поведения САЛ в данных образцах свидетельствует о существенном влиянии примеси Eu на свойства пленок  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Однако, пока не ясно связано ли это с привносимым беспорядком или с магнитными свойствами атомов Eu, о которых свидетельствуют данные исследований на СКВИД-магнетометре.

*Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00262.*

### Литература

1. M.Z. Hasan, C.L. Kane // Rev. Mod. Phys., V. 82, 3045–3067 (2010).
2. J.E. Moore // Nature, V. 464, 194–198 (2010).

# О скорости ударной ионизации в прямозонных полупроводниках и квантовых ямах на их основе

А.Н. Афанасьев<sup>1,\*</sup>, А.А. Грешнов<sup>1,§</sup>, Г.Г. Зегря<sup>1</sup>

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

\*afanasiev.an@mail.ru, §a\_greshnov@hotmail.com

В данной работе представлен микроскопический анализ процессов ударной ионизации в прямозонных полупроводниках и квантовых ямах на их основе, в результате которого были получены обоснованные функциональные зависимости темпа ударной ионизации от отстройки энергии налетающего электрона от пороговой.

Явление ударной ионизации в полупроводниках, состоящее в рождении электрон-дырочной пары в результате кулоновского взаимодействия высокоэнергетичного электрона проводимости с электронами валентной зоны (Рис. 1), проявляется во многих устройствах современной электроники как на основе объемных полупроводников (MOSFET, APD, IMPATT, I-MOS), так и наноструктур прямозонных материалов (APD, HEMT).

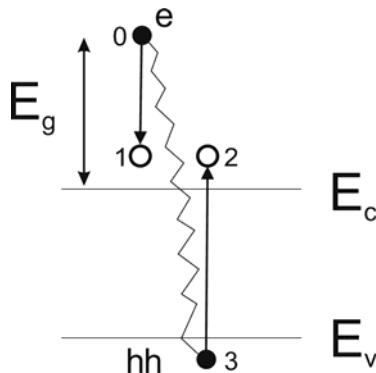


Рис. 1. Схема элементарного акта ударной ионизации.

Ввиду недостаточной разработанности микроскопической теории ударной ионизации большинство «инженерных» расчетов в настоящее время выполняются на основе упрощенных формул со свободно подгоняемыми параметрами, что не может не отражаться на точности результатов. Для объемных полупроводников, наиболее «популярны» представления о квадратичной зависимости темпа ударной ионизации от превышения энергии налетающего электрона  $E$  над пороговой  $E_{th}$ , предложенной из общих соображений Келдышем ещё в 1959 году [1]. Рассмотрение процессов ударной ионизации в структурах с квантовыми ямами обычно ограничивается использованием «объемного» соотношения для темпа ионизации [2], а эффект размерного квантования учитывается лишь в возрастании пороговой энергии на величину первого уровня размерного квантования электронов [3].

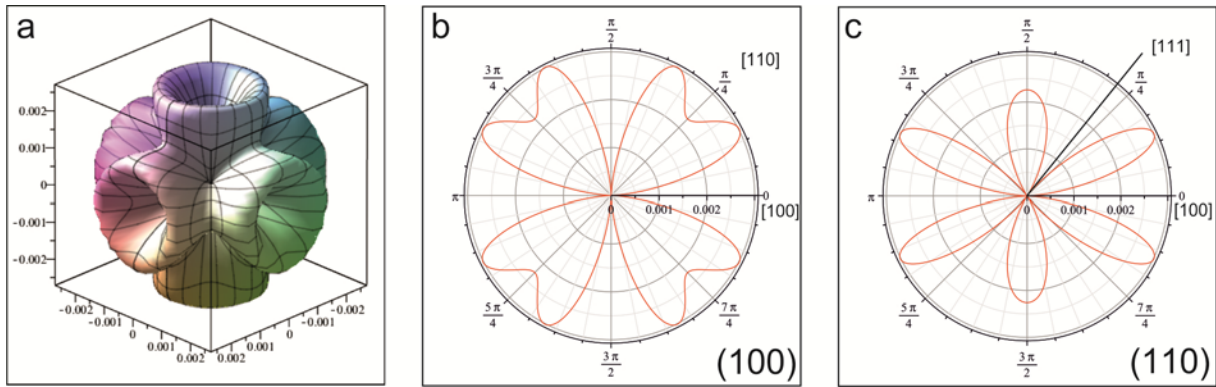
## Темп межзонной ударной ионизации

### Двумерные структуры

В рамках этой работы нами рассмотрена ударная ионизация в квантовых ямах при условии, когда горячие электроны оккупируют лишь первый уровень размерного квантования. Для этого необходима достаточная узкая квантовая яма, высоты барьеров которой для электронов и дырок должны превышать ширину запрещенной зоны  $E_g$ . Такая ситуация имеет место в двумерных структурах с глубокими квантовыми ямами  $\text{AlSb/InAs}_{1-x}\text{Sb}_x/\text{AlSb}$  [4]. Ввиду размерного квантования пороговая энергия в двумерных структурах сдвигается относительно трехмерного порога даже в пределе  $m_e/m_h \rightarrow 0$ :  $E_{th}^{2D} = E_{th}^{3D} + 2E_{1c}$ . В главном порядке по параметру  $k_g a \gg 1$ ,  $k_g = k(E_g)$ , ударная ионизация в двумерии определяется взаимодействием налетающего электрона зоны проводимости с электронами, оккупирующими четные уровни размерного квантования в валентной зоне. В рамках шестизонной модели Кейна аналитическое выражение для темпа ударной ионизации в двумерных структурах имеет вид

$$W^{2D} = 3(2\pi)^3 \frac{E_B^*}{E_g} (a k_g)^4 (E - E_{th}^{2D}), \quad (1)$$

где  $E_B^*$  — боровская энергия в зоне проводимости. Таким образом, в результате снятия ограничений, накладываемых законом сохранения импульса на компоненту импульса вдоль оси роста, функциональная зависимость темпа ударной ионизации от  $E - E_{th}$  становится линейной, что отражает усиление процессов ударной ионизации в двумерных структурах. Это показывает, что применение наноструктур в приборах, использующих явление ударной ионизации, может существенно улучшить их характеристики.



**Рис. 2.** Зависимость величины квадратичного вклада от направления волнового вектора ионизирующего электрона в единицах  $E_B^+$  для  $(E-E_{th})^2/E_g^2=3/2$ . а) Все направления волнового вектора налетающего электрона. б) Сечение плоскостью (100). в) Сечение плоскостью (110).

**Объемные полупроводники**

Для объемных полупроводников в рамках 14-зонной модели нами получены аналитические ответы для коэффициентов А и В в разложении темпа ударной ионизации по степеням  $E-E_{th}$ ,  $W = \hbar/\tau = A (E-E_{th})^2 + B (E-E_{th})^3$ . Показано, что квадратичный вклад возникает в меру подмешивания к волновой функции тяжелой дырки состояний далеких зон и является сильно анизотропным, так что

$$A = \frac{2E_B^* Q^4}{E_G^2 P^4} (a k_g)^4 (I_1 - 2I_1^2), \tag{2}$$

где  $E_G$  – расстояние между зонами с и с' (в точке Г), Р и Q – матричные элементы оператора импульса между блоховскими функциями зон с-v и с'-v соответственно,  $I_1(\mathbf{k}) = k^{-4} (k_x^2 k_y^2 + k_x^2 k_z^2 + k_y^2 k_z^2)$  – кубический инвариант 4 порядка. В частности, квадратичный вклад исчезает, если инициирующий акт ударной ионизации электрон летит в направлениях [100] и [111] (Рис. 2). Для коэффициента В, характеризующего кубический вклад, получено выражение, которое в пределе  $\Delta_{so} \gg E_g$  имеет вид  $B = E_B^* / 12 E_g^3$ , согласующийся с приведенным в работе [5]. Для эффективной температуры  $T^*$ , при которой сравниваются усредненные по углу величины квадратичного и кубического вкладов в суммарную скорость генерации электрон-дырочных пар, мы получили

$$T^* = \frac{A}{3B} = \frac{16 Q^4 E_g^3}{35 P^4 E_G^2}, \tag{3}$$

что для параметров InAs дает  $T^* \approx 10K$ , соответственно при комнатной температуре квадратичный вклад в 50 раз меньше кубического. Из полученного выражения следует, что доминирование кубического вклада над квадратичным при  $T = 300 K$  ожидается для прямозонных полупроводников с  $E_g \lesssim 1.5eV$  (при этом вряд ли полное пренебрежение кубическим вкладом оправдано и для более широкозонных материалов). В заключение заметим, что приведенный выше ответ для коэффициента А был получен в случае относительно большой величины спин-орбитального расщепления,  $\Delta_{so} \geq E_g^2/E_G$ . В пределе малой спин-орбиты, угловая зависимость квадратичного вклада становится ещё более резкой, но при этом в (3) лишь немного модифицируется численный коэффициент.

**Литература**

1. Л.В. Келдыш // ЖЭТФ, Т. 37, 713 (1959).
2. J.M.S. Orr et al. // J. Appl. Phys., V. 99, 083703, (2006).
3. C.R. Bolognesi et al. // IEEE Trans. Electron Devices, V. 46, 826-832, (1999).
4. M.P. Mikhailova et al. // J. Appl. Phys., V. 115, 223102, (2014).
5. B. Gelmont, K. Kim, M. Shur // Phys. Rev. Lett., V. 69, 1280 (1992).

# Анализ внутренних оптических потерь лазерных гетероструктур с вытекающей модой

А.А. Афоненко<sup>1\*</sup>, Д.В. Ушаков<sup>1</sup>, В.Я. Алешкин<sup>2, 3</sup>, А.А. Дубинов<sup>2, 3</sup>, Н.В. Дикарева<sup>3</sup>, С.М. Некоркин<sup>3</sup>, Б.Н. Звонков<sup>3</sup>

<sup>1</sup> БГУ, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия

<sup>3</sup> Нижегородский государственный университет, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

\*afonenko@bsu.by

На основе диффузионно-дрейфовой модели с учетом поглощения излучения свободными носителями, неоднородного пространственного распределения излучения и носителей заряда, и нагрева активной области проведено численное моделирование мощностных характеристик лазерных гетероструктур InGaAs/GaAs/InGaP с вытекающей модой. Рассмотрены различные конфигурации расположения квантовых ям в гетероструктуре. Показано, что минимальные внутренние потери и максимальная выходная мощность достигаются при расположении квантовых ям в центре волновода.

## Введение

Из-за больших полезных потерь на вытекание в подложку в полупроводниковых лазерах со значительным вытеканием излучения через подложку увеличивается пороговая населенность квантовых ям и волноводных слоев, что приводит к росту порогового тока и внутренних оптических потерь, связанных с поглощением излучения свободными носителями. Поэтому, для увеличения коэффициента усиления необходимо в активную область лазера встраивать большее количество квантовых ям [1]. Однако вопрос об оптимальной конфигурации квантово-размерной гетероструктуры остается открытым из-за влияния на параметры выходного излучения лазеров многих факторов, таких, как процессы переноса носителей заряда, нагрева активной области, оптического ограничения, внутризонного поглощения в квантовых ямах (КЯ) и волноводных слоях и др.

В связи с этим, целью данной работы является исследование мощностных характеристик лазерных структур InGaAs/GaAs/InGaP со значительным выходом излучения через подложку в зависимости от конфигурации квантово-размерной гетероструктуры.

## Метод расчета

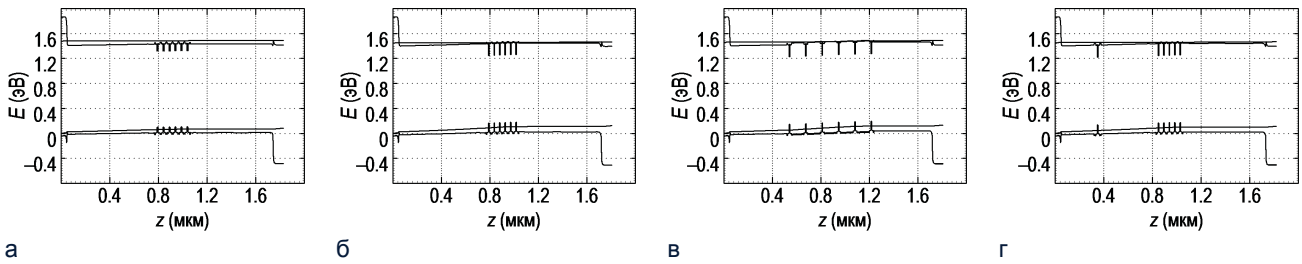
Расчеты мощностных характеристик лазерных гетероструктур проведены на основе модифицированной диффузионно-дрейфовой модели [2] с уче-

том поглощения излучения свободными носителями и изменения длины волны генерации в зависимости от температуры и уровня возбуждения структуры. Пространственное распределение излучения вдоль резонатора находилось из уравнения Бугера для прямой и обратной волн с учетом коэффициентов отражения на гранях резонатора. При этом зависимости пространственных распределений коэффициента усиления и поглощения свободными носителями от локальной плотности фотонов находились с помощью билинейной интерполяции по 4 значениям этих величин, рассчитанных на основе диффузионно-дрейфовой модели для разных температур и коэффициентов внутренних потерь при заданной плотности тока накачки.

Так как за время действия импульса накачки эффективное расстояние, на которое успевает распространиться тепло от точечного источника, превышает ширину активной области, но много меньше толщины подложки и теплоотвода, изменение температуры активной области после включения тока накачки находилось с использованием формализма функции Грина [1].

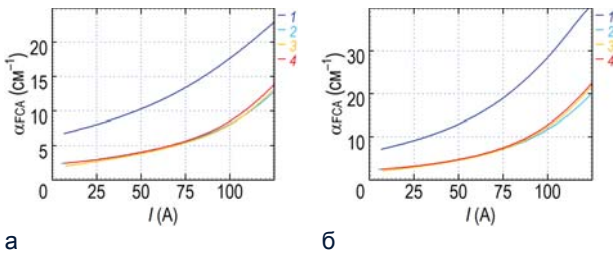
## Результаты расчетов и обсуждение

Анализируемые структуры включали 6 напряженных InGaAs КЯ в активной области, волновод GaAs и ограничивающие слои InGaP. Слои GaAsP были введены в структуру для компенсации напряжений сжатия (рис. 1).

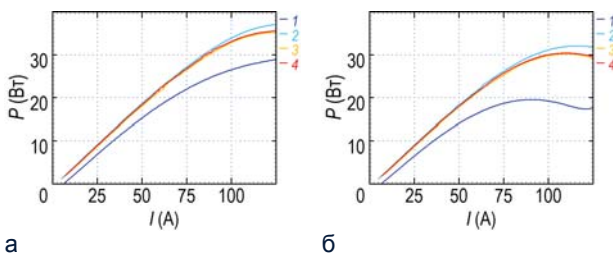


**Рис. 1.** Зонные диаграммы лазерных квантово-размерных гетероструктур различной конфигурации, которые анализировались с целью оптимизации выходной мощности излучения при импульсной накачке:  $d = 10$  нм,  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$  (а);  $d = 6$  нм,  $\text{In}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}$  (б, в, г).

Типичные лазерные структуры имеют КЯ  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$  шириной около 10 нм. Как показывают расчеты, при увеличенных полезных потерях из-за небольшой глубины КЯ наблюдается значительное заселение волноводных слоев и большие внутренние потери (рис. 2). Использование более глубокой КЯ  $\text{In}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}$  шириной 6 нм позволяет снизить поглощение излучения свободными носителями в два раза и увеличить выходную мощность (рис. 3).



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента поглощения свободными носителями от тока накачки при длительностях импульсов 0.1 (а) и 5 мкс (б) для лазерных гетероструктур: 1 – рис. 1 а, 2 – рис. 1 б, 3 – рис. 1 в, 4 – рис. 1 г.



**Рис. 3.** Ватт-амперные характеристики лазерных гетероструктур при импульсной накачке 0.1 (а) и 5 мкс (б).

При больших токах накачки наблюдается заселение областей вблизи  $p$ - и  $n$ -эмиттеров [3]. Поэтому имело смысл проанализировать размещение КЯ вблизи эмиттеров, чтобы вынужденная рекомбинация в КЯ снизила заселенность волноводного слоя. Как показали расчеты, в отличие от лазеров в системе  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  [3, 4] смещение КЯ из центра волновода не приводит к увеличению выходной мощно-

сти. Это можно объяснить тем, что при больших потерях ( $50\text{--}80\text{ см}^{-1}$ ) заселенность волноводных слоев над КЯ изначально велика и смещение квантовых ям ближе к эмиттерам не приводит к снижению заселенности волноводных слоев. Кроме того средний уровень возбуждения КЯ возрастает из-за сопутствующего снижения параметра оптического ограничения.

Оптимизация величины оптических потерь вытекающей моды показала, что увеличение длительности импульсов тока накачки с 0.1 до 5 мкс приводит к снижению оптимальных оптических потерь вытекающей моды с  $70$  до  $60\text{ см}^{-1}$ .

*Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ-РФФИ № Ф16Р-018 (16-52-00049) и Министерства образования и науки РФ (государственное задание 3.285.2014/К), 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

- С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, Н.В. Байдусь // ФТП, Т. 51, 75 (2017).
- А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков // ФТП, Т. 48, 88 (2014).
- А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков // Программа и тез. докл. 5-го Российского симп. «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (Санкт-Петербург, 15–18 ноября 2016). С. 47.
- Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, В.Я. Алешкин // Квантовая электроника. Т. 43. С. 999 (2013).



# Усиление видимой люминесценции SiGe-гетероструктур плазмонными наночастицами

В.С. Багаев<sup>1</sup>, В.С. Кривобок<sup>1\*</sup>, С.Н. Николаев<sup>1§</sup>, А.В. Новиков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*krivobok@lebedev.ru, §nikolaev-s@yandex.ru

Обнаружено усиление видимой люминесценции многочастичных состояний в квантовых ямах SiGe/Si металлическими наночастицами, нанесенными на поверхность гетероструктуры. Показано, что величина эффекта плазмонного усиления люминесценции зависит от типа многочастичных состояний.

## Введение

При гелиевых температурах в квантовых ямах  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  с  $x < 0.1$  в неравновесной электронно-дырочной системе с ростом мощности фотовозбуждения наблюдается фазовый переход экситонный газ — электронно-дырочная жидкость. Помимо экситонного газа и конденсированной фазы (электронно-дырочной жидкости) при промежуточных мощностях возбуждения в системе также существуют многочастичные состояния различных типов (бикситоны, многоэкситонные комплексы и т.д.). Помимо излучения в ближней ИК-области, в структурах  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  регистрируется излучение, связанное с четырехчастичной рекомбинацией, когда в результате совместной рекомбинации двух дырок с двумя электронами из симметрично расположенных электронных долин зоны проводимости энергия полностью передается одному кванту света видимого диапазона. Подобное излучение (так называемая  $2E_g$ -люминесценция), связано только с многочастичными состояниями (бикситонами, электронно-дырочной жидкостью), что делает  $2E_g$ -люминесценцию полезным инструментом для идентификации каналов излучательной рекомбинации в наноструктурах кремний-германий.

## Эксперимент

Было исследовано влияние золотых наночастиц на спектры низкотемпературной фотolumинесценции квантовых ям  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  с тонким покровным слоем кремния. Металлические наночастицы подбирались таким образом, чтобы их плазменный резонанс приходился на область  $2E_g$ -люминесценции исследуемых структур (см. рис. 1).

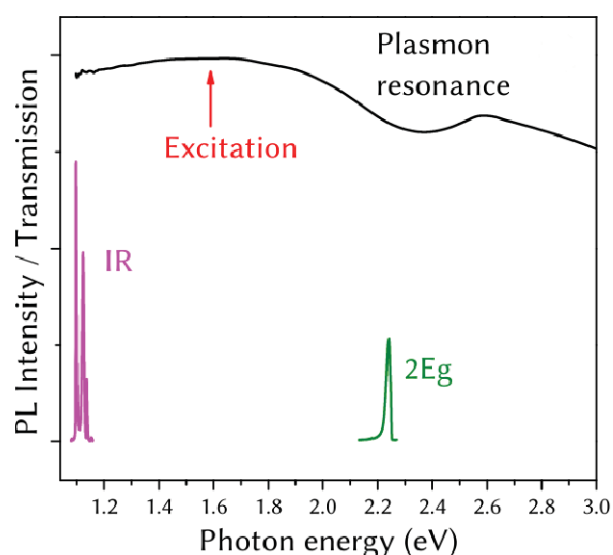
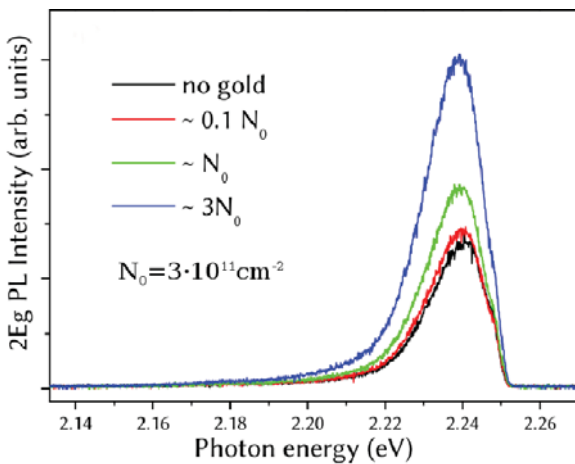


Рис. 1. Спектры пропускания коллоидного раствора золотых наночастиц и фотolumинесценции гетероструктуры SiGe в видимой и ИК-областях. Энергия квантов лазерного возбуждения обозначена стрелкой.

В то же время, энергия локализованного плазмона в таких частицах существенно превосходит энергию фотонов лазерного возбуждения и ИК-люминесценции КЯ. Регистрация излучения бикситонов и электронно-дырочной жидкости, локализованных в квантовой яме  $\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05}/\text{Si}$ , проводилась в видимой и ближней инфракрасной областях спектра из двух различных областей, расположенных на внешней поверхности образца: 1) области без наночастиц и 2) области, покрытой частицами золота с регулируемой поверхностной плотностью.

## Результаты

Было показано, что интенсивность ИК люминесценции структуры не чувствительна к наличию металлических наночастиц на поверхности образца. Качественно иная ситуация имеет место для спектров 2Eg-люминесценции (см. рис. 2). Интенсивность 2Eg-люминесценции монотонно возрастает во всем спектральном диапазоне, где присутствует отличный от нуля сигнал. Пространственный анализ интенсивности 2Eg-НФЛ показал, что обнаруженное увеличение интенсивности резко пропадает при смещении из области, содержащей золотые наночастицы. Как видно из рис. 2, по мере роста поверхностной плотности золотых наночастиц линия 2Eg-излучения демонстрирует монотонный рост интенсивности. Таким образом, полученные данные определенно указывают на плазмонное усиление частицами золота интенсивности 2Eg-люминесценции при отсутствии заметных изменений в ИК-спектрах.

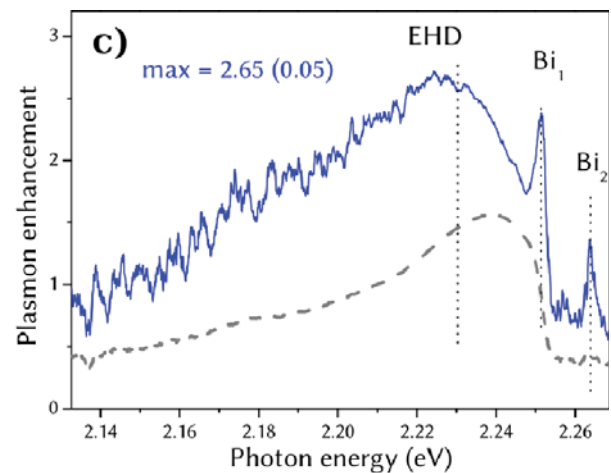


**Рис. 2.** Влияние поверхностной плотности золотых наночастиц на спектр 2Eg-люминесценции, измеренный при температуре 5 K и плотности мощности возбуждения  $0,25 \text{ Вт/см}^2$ .

Анализ величины эффекта плазмонного усиления интенсивности 2Eg-люминесценции показал, что усиление зависит от типа многочастичных состояний, формирующихся в неравновесной электронно-дырочной системе квантовой ямы. Максимально достигнутое в данной работе увеличение интенсивности рекомбинационного излучения соответствует низкочастотным состояниям квазидвумерной элек-

тронно-дырочной жидкости и составляет  $2.65 \pm 0.5$  при температуре 5 K.

Коэффициент усиления существенно зависит не только от типа многочастичного состояния, но и заметно меняется для различных областей линии ЭДЖ. Также, в спектральной зависимости коэффициента усиления проявляется дополнительный узкий пик (Bi2), которому соответствует слабая особенность в исходном 2Eg -спектре. Данный пик, сдвинутый на 12 мэВ относительно основной биэкситонной линии (Bi1), соответствует, по-видимому, биэкситонным состояниям с участием легкой дырки.



**Рис. 3.** Спектральная зависимость коэффициента плазмонного усиления (синяя сплошная линия) и логарифм интенсивности 2Eg-люминесценции (серый штрих). Отмечены основные спектральные особенности в коэффициенте усиления, соответствующие излучению ЭДЖ (EHD) и биэкситонов (Bi1, Bi2).

Таким образом, экспериментально обнаружено плазмонное усиление видимой люминесценции SiGe/Si гетероструктур за счет взаимодействия многочастичных состояний квантовых ям с плазменными колебаниями золотых наночастиц при нанесении на их поверхности. Показано, что коэффициент усиления 2Eg-люминесценции определяется типом излучающего многочастичного состояния.

*Работа выполнена при поддержке Гранта Президента Российской Федерации для молодых кандидатов наук МК-2332.2017.2.*

# Формирование микрорезонаторов на базе фотонных кристаллов для кремниевой оптоэлектроники

Н.А. Байдакова\*, А.В. Новиков, Е.Е. Морозова, Е.В. Скороходов, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров

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

\*banatale@ipmras.ru

В работе представлены результаты по формированию на GeS структурах, выращенных на подложках «кремний на изоляторе», микрорезонаторов на базе фотонных кристаллов. Фотонные кристаллы были получены с использованием электронной литографии и плазмохимического травления. Особое внимание при их формировании было уделено уменьшению шероховатости боковых стенок травления и минимизации радиационных повреждений, вносимых в структуру в процессе плазмохимического травления.

## Введение

Благодаря наблюдаемому от структур с Ge(Si) самоформирующимся наноостровками при комнатной температуре сигналу люминесценции в области длин волн 1.3 – 1.7 мкм данные структуры являются перспективным материалом для создания источников излучения на кремнии. Однако светоизлучающие структуры с Ge(Si) островками характеризуются относительно невысокой эффективностью, широкой линией люминесценции и плохой пространственной направленностью распространения излучения. Встраивание Ge(Si) островков в микрорезонаторы на базе фотонных кристаллов (ФК) благодаря эффекту Пурселла [1] может существенно увеличить эффективность излучательной рекомбинации, заметно уменьшить ширину линии люминесценции и снизить время излучательной рекомбинации носителей заряда. В данной работе представлены результаты развития технологии формирования двумерных ФК на структурах с Ge(Si) островками и исследования воздействия обработки в плазме индуктивного разряда на излучательные свойства SiGe структур.

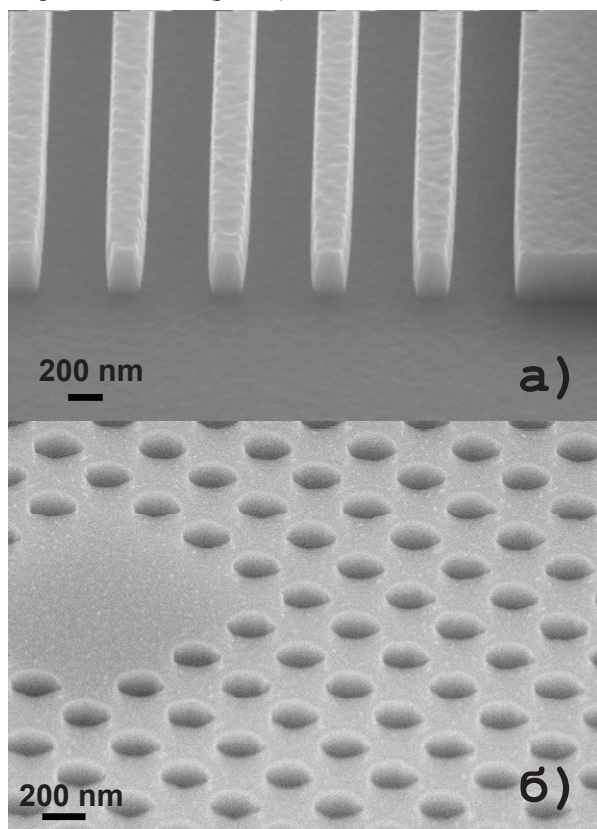
## Эксперимент

Для формирования микрорезонаторных структур на основе ФК использовались структуры с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками, выращенные методом МПЭ на SOI подложках с тонким (80 – 90 нм) слоем кремния на слое SiO<sub>2</sub> толщиной 3 мкм. Использование подложек SOI позволяет добиться хорошей локализации излучения в активной области структуры за счет большой разницы пока-

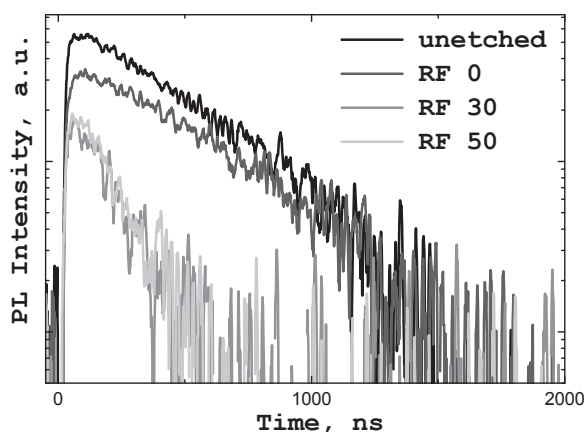
зателей преломления Si и SiO<sub>2</sub>. Формируемые многослойные структуры с Ge(Si) островками содержали до 5 слоев островков, разделенных слоями Si толщиной 15 нм. При этом толщины буферного и покровного слоя Si составляли 50 нм. Таким образом, общая толщина структур с Ge(Si) островками над слоем окисла не превышала 250 нм, что позволяет использовать данные структуры для создания одномодовых резонаторов [2]. Для полученных структур с Ge(Si) островками был зарегистрирован сигнал ФЛ при комнатной температуре в диапазоне длин волн 1.5 – 1.8 мкм.

Для формирования ФК были использованы методы электронной литографии и плазмохимического травления (ПХТ). В качестве маски при ПХТ травлении использовался рисунок, сформированный с помощью электронной литографии в ПММА резисте толщиной 150 – 200 нм. Особое внимание при отработке травления уделялось повышению селективности травления структур относительно ПММА резиста с сохранением высокой анизотропии травления и минимальной шероховатости боковых стенок создаваемого рисунка. Травление проводилось в смеси газов SF<sub>6</sub>/C<sub>4</sub>F<sub>8</sub> в установке ПХТ с источником индуктивно связанной плазмы. При используемых параметрах травления процесс травления и пассивации боковых стенок происходит одновременно, что позволяет достичь высокой анизотропии травления структур. В результате оптимизации параметров травления была достигнута селективность травления ПММА резиста по отношению к травлению Si ~2, что позволяет при типичной толщине ПММА резиста в 150 – 200 нм использовать его в

качестве маски при формировании ФК на SiGe/SOI структурах, суммарная толщина которых над захороненным окислом не превышает 400 нм. При этом формируемый рисунок в SiGe/SOI структурах характеризуется высокой анизотропией травления (наклон боковых стенок травления  $>89^\circ$ ) и малой шероховатостью (рис. 1).



**Рис. 1.** СЭМ снимки тестовой решетки (а) и части ФК (б), полученных в результате ПХТ травления с использованием ПММА резиста в качестве маски.



**Рис. 2.** Кинетические зависимости ФЛ образца с SiGe квантовой ямой до и после обработки в индуктивно связанной плазме при различных мощностях ВЧ плазмы (RF).

Известно, что воздействие плазмы при ПХТ может оказывать существенное влияние на излучательные свойства SiGe структур [3]. Поэтому были выполнены исследования влияния параметров обработки SiGe структур в индуктивно связанной плазме на их излучательные свойства. Исследование структур с SiGe/Si(001) квантовыми ямами, подвергнутых обработке в плазме при различных режимах, методом спектроскопии ФЛ с временным разрешением позволило выявить влияние мощности источников индуктивно связанной и ВЧ плазмы, а также времени обработки в плазме, на деградацию излучательных свойств SiGe структур. Продемонстрировано, что воздействие плазмы приводит как к уменьшению интенсивности сигнала ФЛ от SiGe структур, так и к уменьшению времени спада сигнала ФЛ (рис. 2). Данные изменения связываются с образованием в приповерхностном слое структур радиационных дефектов, генерируемых в процессе обработки в плазме. В результате исследований были найдены параметры обработки в плазме, при которых деградация излучательных свойств SiGe структур минимальна (рис. 2).

Таким образом, в работе отработана технология формирования на GeSi структурах, выращенных на подложках SOI, микрорезонаторов на базе двумерных фотонных кристаллов. Развита технология позволяет получать фотонные кристаллы с малой шероховатостью боковых вертикальных стенок и малыми радиационными повреждениями, вносимыми в структуру при их формировании.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 16-32-00459 и 15-02-05272) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро-и наноструктур» при ИФМ РАН.*

## Литература

1. Е.М. Purcell // Physical Review, V. 69, 681 (1946).
2. <http://www.helios-project.eu/Download/Silicon-photonics-course>.
3. J. Schilling et al. // Appl. Phys. Lett., V. 103, 161106 (2013).

# Наблюдение пространственно прямой излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками

Н.А. Байдакова\*, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, М.В. Шалеев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 607680  
\*banatale@ipmras.ru

В спектрах фотолюминесценции с временным разрешением структур с Ge(Si) самоформирующимися островками обнаружен сигнал, связываемый с пространственно прямой излучательной рекомбинацией носителей заряда в островках. Сравнительный анализ спектров фотолюминесценции структур с Ge(Si) островками, полученных при импульсном и непрерывном возбуждении, показал, что при высоких уровнях непрерывного возбуждения вклад пространственно прямых переходов в интегральный сигнал люминесценции островков может являться доминирующим

## Введение

Принято считать, что основной вклад в люминесценцию Ge(Si) самоформирующихся островков в области длин волн 1.3–1.7 мкм дает пространственно непрямая излучательная рекомбинация носителей заряда через гетерограницу II-рода между Ge(Si) островком и Si [1]. В то же время, при определенных условиях в высокоэнергетической части сигнала фотолюминесценции (ФЛ) островков может наблюдаться сигнал, связываемый с пространственно прямой излучательной рекомбинацией электронов и дырок, локализованных в островках [2]. В настоящей работе приводятся результаты исследований спектральных и кинетических характеристик сигнала ФЛ, связываемого с пространственно прямой излучательной рекомбинацией в островках, и определению условий, при которых данный сигнал становится доминирующим.

## Эксперимент

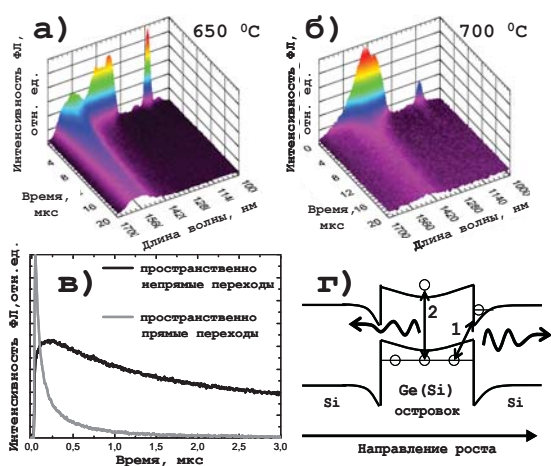
В работе исследовались многослойные структуры с Ge(Si) островками, выращенные методом МПЭ на подложках Si(001) при температурах 600–700°C. Для возбуждения ФЛ использовалось импульсное излучение параметрического генератора света MOPO-SL (430–2500 нм) и непрерывное излучение Nd:YAG лазера (532 нм). Сигнал ФЛ регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i и многоканального фотоприемника OMA-V на основе линейки фотодиодов InGaAs или ФЭУ Hamamatsu на основе InP/InGaAs с рабочей областью 930–1700 нм.

## Результаты и обсуждение

В спектрах ФЛ структур с Ge(Si) островками, выращенными при температурах 600–650°C, наряду с сигналом в области длин волн 1450–1700 нм, связанным с пространственно непрямоу излучательной рекомбинацией носителей заряда в островках, был зарегистрирован сигнал ФЛ в области длин волн 1300–1450 нм (рис. 1а). Данный сигнал ФЛ характеризуется коротким по сравнению с сигналом ФЛ, связанным с пространственно непрямыми переходами в Ge(Si) островках, временем спада (0.3–1 мкс) (рис. 1в), и существенным увеличением интенсивности с ростом мощности возбуждения. Наблюдаемый «быстрый» сигнал ФЛ связывается с процессами пространственно прямой излучательной рекомбинации носителей заряда в островках, возникающими при заполнении электронами высокоэнергетических состояний в зоне проводимости (рис. 1г). Короткое время спада ФЛ данного сигнала вызвано хорошим перекрытием волновых функций неразделенных в пространстве электронов и дырок (рис. 1г). В условиях непрерывного возбуждения во всем рассмотренном диапазоне значений мощности накачки положение максимума сигнала ФЛ Ge(Si) островков соответствует энергии пространственно непрямоу рекомбинации в островках (рис. 2а), тогда как вклад пространственно прямой рекомбинации проявляется в спектре ФЛ в виде высокоэнергетического плеча (рис. 2а).

Увеличение температуры роста многослойных структур с Ge(Si) островками приводит к снижению содержания Ge в островках и уменьшению

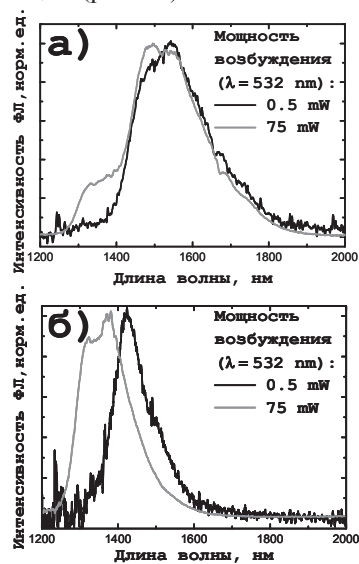
деформации разделительных Si слоев [3]. Это вызывает уменьшение разрыва энергетических зон на гетерогранице островка и сближение энергий пространственно прямой и пространственно не прямой излучательной рекомбинации в островках. Поэтому в структурах, выращенных при температурах выше 650 °С, линии ФЛ, соответствующие пространственно прямым и пространственно непрямым переходам, спектрально не разделены: «быстрый» сигнал ФЛ представляет собой высокоэнергетическое крыло в спектре ФЛ островков, наблюдаемое в течение нескольких сотен наносекунд после импульса возбуждения (рис. 1б).



**Рис. 1.** Спектро-кинетические зависимости ФЛ структур с Ge(Si) островками, выращенными при температурах 650 °С (а) и 700 °С (б). в) Кинетические зависимости ФЛ, связанной с пространственно прямой и не прямой излучательной рекомбинацией. Т = 77 К. г) Схематическое изображение процессов пространственно не прямой (1) и прямой (2) излучательной рекомбинации в Ge(Si) островке.

В условиях непрерывного возбуждения увеличение мощности накачки высокотемпературных структур с Ge(Si) островками сопровождается значительным смещением положение максимума ФЛ Ge(Si) островков в область более коротких длин волн, соответствующую расчетному положению пространственно прямых переходов в данных структурах (рис. 2б). При непрерывной накачке с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны Si в активной области структуры непрерывно генерируется большое количество носителей заряда, которые, могут заселять высокоэнергетические состояния в зоне проводимости островков и участвовать в процессе пространственно прямой излучательной рекомбинации. Как отмечалось выше, благодаря

лучшему перекрытию волновых функций электронов и дырок, пространственно прямая излучательная рекомбинация характеризуется более высокой эффективностью в сравнении с пространственно не прямой. Поэтому в условиях непрерывного возбуждения (при постоянной генерации носителей заряда) вклад пространственно прямых переходов в интегральный сигнал ФЛ островков может стать доминирующим (рис. 2б).



**Рис. 2.** Спектры ФЛ структур с Ge(Si), сформированных при температурах 650 °С (а) и 700 °С (б), при различных мощностях непрерывного возбуждения. Т = 77 К

Таким образом, сопоставление спектров ФЛ Ge(Si) островков в условиях непрерывного оптического возбуждения и спектро-кинетических зависимостей ФЛ в условиях импульсной накачки показало, что при высоких уровнях возбуждения вклад пространственно прямых переходов в интегральный сигнал ФЛ островков может являться доминирующим благодаря короткому времени и высокой эффективности пространственно прямой излучательной рекомбинации по сравнению с пространственно непрямыми переходами.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-32-00459.*

## Литература

1. S. Fukatsu et. al. // Thin Solid Films. V. 321, 65 (1998).
2. M. Larsson et. al // APL, V.82, 4785 (2011).
3. O.G. Schmidt, K. Eberl // PRB V. 61, 13721 (2000).

# Особенности выращивания лазерных структур InGaAs/GaAs/AlGaAs на подложках Ge/Si методом МОС-гидридной эпитаксии

Н.В. Байдусь<sup>1, \*</sup>, В.Я. Алешкин<sup>2</sup>, А.А. Дубинов<sup>2</sup>, З.Ф. Красильник<sup>2</sup>, С.М. Некоркин<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>2</sup>, Д.А. Павлов<sup>1</sup>, А.В. Рыков<sup>1</sup>, А.А. Сушков<sup>1</sup>, М.В. Шалеев<sup>2</sup>, П.А. Юнин<sup>2</sup>, Д.В. Юрасов<sup>2</sup>, А.Н. Яблонский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афоино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 607680.

\*bnv@nifi.unn.ru

В работе исследован рост лазерных структур InGaAs/GaAs/AlAs методом МОС-гидридной эпитаксии при низком давлении на подложках Si(001) с эпитаксиальным метаморфным слоем Ge. Представлены результаты влияния на кристаллическое и оптическое качество формируемых АЗВ5 структур температуры роста и встраивания на границе с Ge/Si(001) буфером дополнительных слоев AlAs. Продемонстрировано, что встраивание AlAs/GaAs/AlAs решетки на начальных этапах роста АЗВ5 гетероструктур на Ge буферах, выращенных на неотклоненных Si(001) подложках, позволяет значительно снизить плотность прорастающих дефектов и, как следствие, формировать эффективно излучающие лазерные структуры. Показана возможность выращивания на Si(001) подложках напряженных квантовых ям InGaAs, демонстрирующих лазерную генерацию в области длин волн больше 1.1 мкм.

## Введение

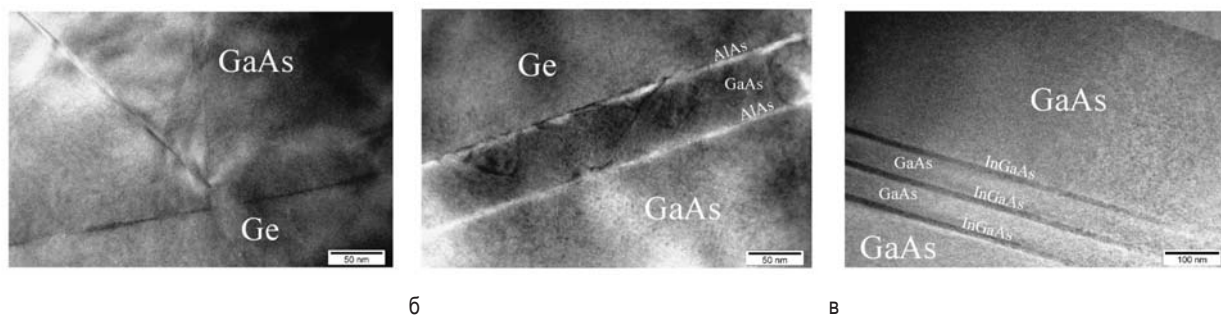
Переход к оптическим межсоединениям в высокопроизводительных процессорах может быть осуществлен с использованием гибридных АЗВ5 гетеролазеров, совместимых с современной кремниевой КМОП технологией [1]. Существующие технологии изготовления кремниевых процессоров развиты для точно ориентированных подложек Si (001) с отклонением, не превышающим 0.5°. Поэтому для интеграции АЗВ5 лазеров с кремниевым резонатором на чипе предпочтительным является использование точно ориентированных подложек Si (001). В данной работе представлены результаты оптимизации начальных стадий роста АЗВ5 структур на Ge релаксированных буферах, выращенных на неотклоненных Si(001) подложках.

## Методика эксперимента

Релаксированные Ge буферы были выращены методом МПЭ на неотклоненных Si(001) (отклонение от ориентации (001) менее 0.5°) подложках с использованием методики т.н. “двухстадийного” роста. Подробное описание их роста и параметры представлены в работе [2].

Рост лазерных гетероструктур на полученных «виртуальных» Ge/Si подложках проводился в установке МОС-гидридной эпитаксии AIX 200RF при низком давлении (100 мбар). Источниками

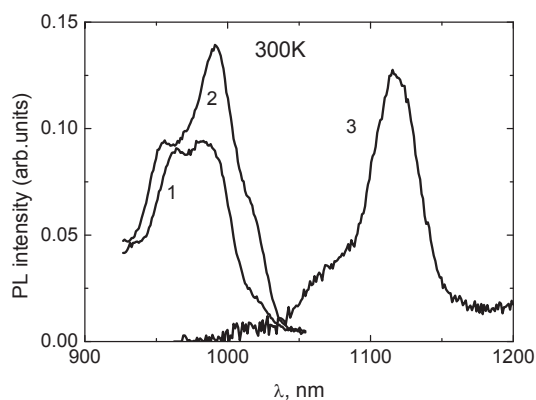
элементов являлись триметилгаллий, триметилалюминий, триметилиндий и арсин. Перед началом роста проводился 5-минутный отжиг Ge/Si подложки в потоке H<sub>2</sub> и AsH<sub>3</sub> при 670°C. В структурах варьировались режимы выращивания зародышевого АЗВ5 слоя. Для образца А зародышевый 100 нм слой GaAs выращивался при температуре 450°C. Затем температура роста повышалась до 620°C, при которой выращивались GaAs буферный слой толщиной 0.5 мкм, и лазерная структура с ограничивающими слоями AlGaAs толщиной 1 мкм и волноводом GaAs с тремя КЯ InGaAs (x(In) = 0.18) толщиной по 10 нм. Для образца Б зародышевый слой состоял из чередующихся слоев AlAs (10 нм)/GaAs (50 нм)/AlAs (10 нм) и растился при высокой температуре (670°C) с низкой скоростью 0.33 нм/с. Остальная часть структуры растилась аналогично образцу А. Тонкий слой AlAs на границе раздела со слоем Ge, согласно [3], уменьшает взаимодиффузию атомов благодаря высокой энергии связи Al - As. Образец В отличался от Б тем, что в активной области для увеличения длины волны излучения при температуре 600°C была выращена InGaAs КЯ с x(In) = 0.4 толщиной 5 нм, близкой к критической толщине псевдоморфного роста. Выращенные структуры исследовались с помощью рентгенодифракционного (РД) анализа, просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и спектроскопии фотолюминесценции.



**Рис. 1.** ПЭМ-изображения поперечного сечения лазерных гетероструктур InGaAs/GaAs/AlGaAs, выращенных на буферном слое Ge на подложке Si: а) гетерограница GaAs/Ge для образца А, б) гетерограница со слоями AlAs/GaAs/AlAs для образца Б, в) активная область с тремя КЯ InGaAs/GaAs образца Б.

## Результаты и обсуждение

Измерения РД свидетельствуют о высоком качестве виртуальных подложек Ge/Si (ширина кривой качания слоя Ge  $\sim 0.05^\circ$ ) и GaAs слоев, формируемых на них (кривая качания GaAs/Ge  $\sim 0.07^\circ$ ).



**Рис. 2.** Спектральные зависимости фотолюминесценции для образцов 1 – А, 2 – Б, 3 – В, измеренные при комнатной температуре.

ПЭМ исследования показали, что в образце А, в котором GaAs слой выращивается непосредственно на Ge буфере, дефекты, образующиеся на гетерогранице GaAs/Ge, распространяются через всю структуру вплоть до поверхности (рис. 1 (а)). В тоже время в образце Б, в котором рост АЗВ5 структуры начинался с AlAs/GaAs/AlAs решетки большинство дефектов запирается между слоями AlAs и не проходит дальше (рис. 1 (б)). В результате последующие слои и активная область с КЯ InGaAs/GaAs содержат значительно более низкую концентрацию структурных дефектов (рис. 1 (с)).

Сравнение спектров ФЛ образцов А и Б свидетельствует (рис. 2), что наличие слоев AlAs на границе раздела с Ge буфером позволяет получить достаточно узкие и интенсивные линии ФЛ от InGaAs КЯ при комнатной температуре, что подтверждает высокое оптическое качество этих структур. Результаты исследований лазера с электрической накачкой, выращенного в этом режиме приведены в [4]. Увеличение доли In в InGaAs КЯ с  $x = 0.18$  до 0.4 позволило наблюдать сигнал ФЛ с достаточно высокой интенсивностью на длине волны выше 1.1 мкм (кривая 3 на рис. 2). Это указывает на возможность создания низкорогового одномодового гибридного АЗВ5 лазера на неотклоненной Ge/Si подложке, работающего в окне прозрачности кремния.

Таким образом, было продемонстрировано, что использование буферного слоя, состоящего из чередующихся слоев AlAs и GaAs, приводит к значительному уменьшению дефектов в АЗВ5 лазерных структурах на Ge/Si (001) виртуальных подложках.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-00644).*

## Литература

1. С. Sun et al. // Nature, V. 528, 534 (2015).
2. Д.В. Юрасов, А.И. Бобров, В.М. Данильцев и др. // ФТП, Т. 49, 1463 (2015).
3. С.К. Chia, J.R. Dong, D.Z. Chi et al. // Appl. Phys. Lett., V. 92, 141905 (2008).
4. V.Y. Aleshkin, N.V. Baidus, A.A. Dubinov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 109, 061111 (2016).



# Эффект переключения в проводимости InGaAs/GaAs гетероструктур с туннельно-связанными квантовыми ямами

П.А. Белёвский<sup>1</sup>, М.Н. Винославский<sup>1,\*</sup>, В.Н. Порошин<sup>1</sup>, Н.В. Байдусь<sup>2</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

<sup>2</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

\* mvinos@iop.kiev.ua

Сообщается о наблюдении эффекта переключения между состояниями с разной проводимостью в многослойных двойных туннельно-связанных селективно-легированных квантовых ямах (КЯ)  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  под действием импульса греющего латерального (вдоль гетерослоев) электрического поля. Эффект объясняется перераспределением носителей между примесной зоной в узкой КЯ и нижней подзоной в широкой КЯ.

Гетероструктуры с туннельно-связанными квантовыми ямами (ГС с ТС КЯ) находят применение в различных приборах – полевых транзисторах, генераторах высокочастотных колебаний, логических элементах и т.п. Принцип действия этих приборов основан на туннельном взаимодействии состояний в ямах, обладающих разной проводимостью (подвижностью). Изменение проводимости происходит при антикроссинге уровней размерного квантования в ТС КЯ, что достигается путем изменения напряжения на затворе (см., например, [1]).

В настоящей работе сообщается об эффекте переключения в латеральной проводимости, который наблюдается при гелиевых температурах в InGaAs/GaAs ГС с ТС КЯ под действием импульса электрического поля.

Выращенные методом газотранспортной эпитаксии структуры содержали от 10 до 20 пар InGaAs ТС КЯ шириной 80 Å и 180 Å, разделенных GaAs барьерами толщиной 30 – 50 Å. Одна часть структур была однородно легирована Si, другая  $\delta$ -легирована в узкие КЯ. Концентрация примеси составляла  $N_d = 1 - 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  на период. Выколотые из структуры прямоугольные образцы имели In или GeAu электрические контакты, расстояние между которыми составляло 1.5 – 3 мм. К контактам подавалось постоянное электрическое поле, величина стабилизированного тока через образец была порядка 1 мкА. Кроме этого, на контакты подавались одиночные импульсы электрического поля длительностью ~ 0.5 мкс и напряжением от 20 до 1000 В. Измерялось изменение проводимости в зависимости от амплитуды импульсного поля при 4.2 К. Охлаждение об-

разцов до этой температуры проводилось в темноте. При этом проводимость уменьшалась (от несколько раз до двух порядков) в зависимости от концентрации примесей.

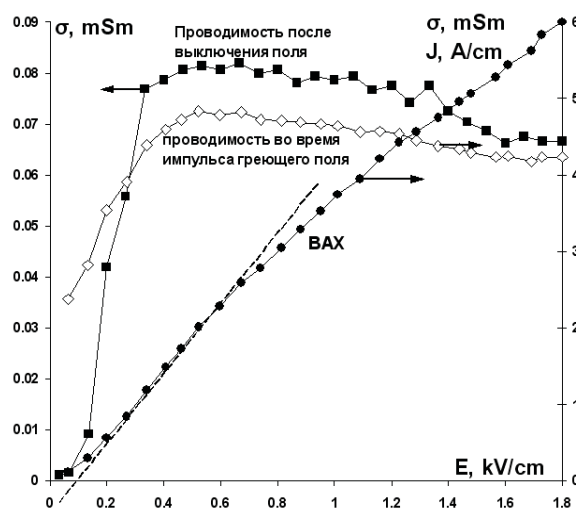
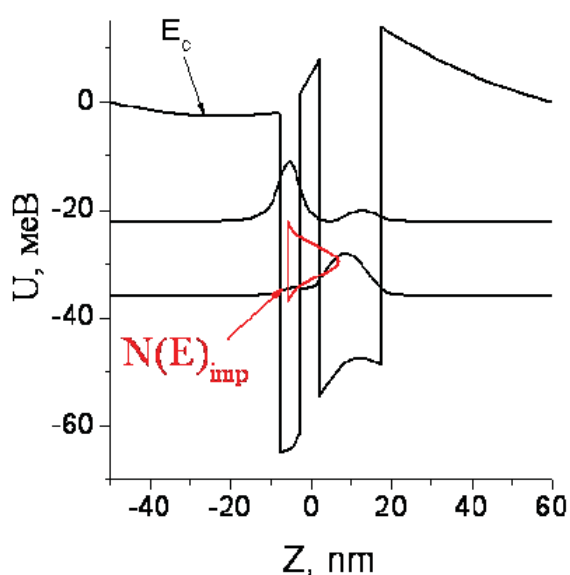


Рис. 1. Полевая зависимость проводимости во время импульса электрического поля и после его выключения.

Было установлено, что для  $\delta$ -легированных образцов приложение импульсного электрического поля  $E \geq 0.1$  кВ/см приводит к существенному увеличению проводимости, которое зависит от величины приложенного поля (рис.1). В полях до 0.5 кВ/см оно растет с ростом поля, а при больших полях наблюдается уменьшение эффекта. Такое состояние увеличенной проводимости сохраняется длительное время (не менее 1 часа) и пропадает при отогреве образца до комнатной температуры. Было установлено, что данный эффект отсутствует для однородно легированных ГС с ТС КЯ.

Наблюдаемый эффект, по нашему мнению, связан с тем, что проводимость в исследованных  $\delta$ -легированных структурах при гелиевых температурах осуществляется по двум каналам: по нижней подзоне широкой КЯ и по примесной зоне в узкой КЯ [1]. Примесная зона расположена по энергии ниже подзоны размерного квантования в этой яме, но выше дна подзоны широкой ямы (рис. 2). Как следует из расчетов энергетического спектра, из-за большой плотности состояний в примесной зоне уже при гелиевой температуре в ней находится заметная доля электронов, которая тем больше, чем больше легирование.



**Рис. 2.** Рассчитанное изображение профиля квантовых ям, уровней размерного квантования и квадратов волновых функций на них, а также распределения плотности состояний в примесной зоне в узкой яме.

Подвижность электронов в примесной зоне значительно меньше подвижности носителей в нижней подзоне широкой ямы, величина которой определяется рассеянием главным образом на остаточных примесях. Участие в проводимости электронов примесной зоны объясняет наблюдаемую сравнительно невысокую подвижность при гелиевых температурах в исследованных  $\delta$ -легированных структурах.

Под действием приложенного импульсного электрического поля, электроны из примесной зоны переходят в нижнюю подзону широкой КЯ, вследствие чего проводимость растет. После выключения поля, электроны будут оставаться в широких ямах, поскольку состояния примесной зоны находятся выше по энергии и пространственно отделены относительно состояний подзоны широкой КЯ. Как следствие этого, состояние с высокой проводимостью будет сохраняться.

Как отмечалось выше, в полях выше 0.5 кВ/см величина проводимости несколько уменьшается с ростом поля. Это может быть связано с тем, что это является достаточным для разогрева электроны в широких КЯ, что вызывает их обратный переход в узкие КЯ. Это подтверждается видом ВАХ, которая приведена на рис. 1.

## Литература

1. П.И. Бирюлин, А.А. Горбацевич, В.В. Копаев, Ю.В. Копаев, В.Т. Трофимов // ФТП, в. 11, 2001, с. 1356.
2. Н.В. Байдусь, В.В. Вайнберг, Б.Н. Звонков, А.С. Пилипчук, В.Н. Порошин, О.Г. Сарбей // ФТП, в. 5, 2012, с. 649.

# Магнитооптические исследования гетероструктур HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами с дырочным типом проводимости

Л.С. Бовкун<sup>1,2</sup>, А.В. Иконников<sup>1,§</sup>, В.Я. Алёшкин<sup>1</sup>, С.С. Криштопенко<sup>1</sup>, В. Piot<sup>2</sup>, М. Orlita<sup>2</sup>, М. Potemski<sup>2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses, CNRS-UGA-UPS-INSA-EMFL, 25 rue des Martyrs, 38042 Grenoble, France.

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

§ antikon@ipmras.ru

Представлены результаты магнитооптических исследований гетероструктур HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами (КЯ) с дырочным типом проводимости при различной концентрации в магнитных полях до 11 Тл. В спектрах одновременно наблюдались как переходы между уровнями Ландау валентной зоны, так и межзонные переходы. При идентификации одной из линий поглощения обнаружена несостоятельность аксиальной модели расчета уровней Ландау, необходимого согласия удалось достичь при учете в расчетах эффекта понижения симметрии на гетерогранице.

Гетероструктуры HgTe/CdHgTe с КЯ за счет сильного спин-орбитального взаимодействия обладают целым рядом интересных свойств, одним из которых является наличие состояния топологического изолятора [1]. Помимо этого, данные объекты перспективны для создания лазерных структур [2] и структур с двойными квантовыми ямами, которые должны обладать уникальными свойствами [3].

Открытым вопросом остается структура валентной зоны в КЯ HgTe/CdHgTe, в которой (в отличие от зоны проводимости) значительную роль играют эффекты понижения симметрии [4, 5], а результаты магнитотранспортных исследований объясняются неоднозначно [6, 7]. В данной работе представлены результаты магнитооптических исследований КЯ HgTe/CdHgTe *p*-типа и их анализ с использованием расширенной теоретической модели.

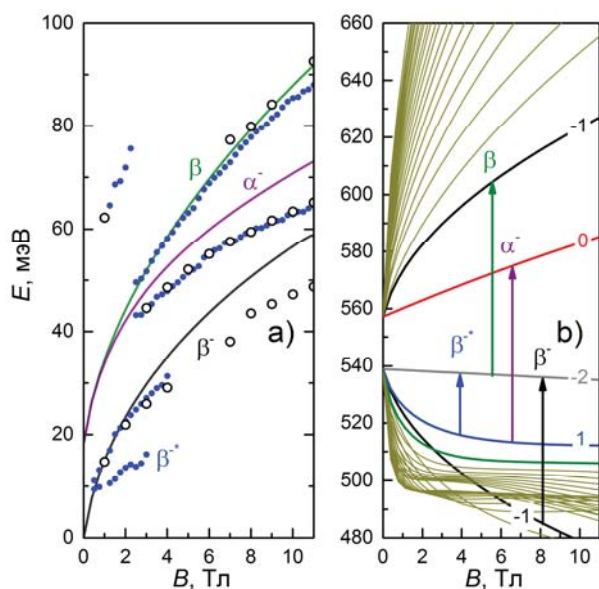
## Методы и подходы

Нелегированные образцы с КЯ HgTe/Hg<sub>0.38</sub>Cd<sub>0.62</sub>Te выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (013) [8]. Все они имели нормальную зонную структуру и *p*-тип проводимости. Магнитооптические исследования проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker 113V в магнитных полях до 11 Тл в геометрии Фарадея при  $T = 4,2$  К. Излучение глобара проходило через образец и детектировалось болометром. Затем усиленный сигнал передавался на АЦП спектрометра. Полученные спектры нормировались на сигнал в нулевом поле. Одновременно проводились транс-

портные измерения. Концентрация дырок в образце уменьшалась с помощью подсветки синим светом за счет эффекта остаточной фотопроводимости. Расчет уровней Ландау выполнялся в аксиальном приближении с использованием гамильтониана Кейна  $8 \times 8$ , учитывающим деформацию. Дополнительные расчеты выполнялись с учетом понижения симметрии системы на гетероинтерфейсах.

## Результаты и обсуждение

В спектрах магнитопоглощения во всех образцах наблюдалось несколько линий. Положения этих линий в образце №1 показаны на рис. 1а. Ширина КЯ в этом образце составляла 5,5 нм, а темновая концентрация —  $6,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Соответственно, в магнитных полях  $B > 3$  Тл фактор заполнения  $\nu < 1$ , т. е. все носители заряда сосредоточены на верхнем уровне валентной зоны  $n = -2$  (рис. 1б). Кроме характерного внутризонного перехода  $\beta^- (-1 \rightarrow -2)$  наблюдались два межзонных перехода  $\alpha^- (1 \rightarrow 0)$  и  $\beta (-2 \rightarrow -1)$ , последний из которых ранее описывался и в образцах с электронным типом проводимости [9]. При уменьшении концентрации дырок с помощью подсветки интенсивность перехода  $\alpha^-$  оставалась неизменной, т. к. переход происходит с заполненного уровня Ландау  $n = 1$  на пустой уровень  $n = 0$ . В эксперименте можно проследить «перекачку» интенсивности поглощения при различных дозах подсветки от линии  $\beta^-$  к линии  $\beta$ , что связано с изменением числа носителей на уровне  $n = -2$ .

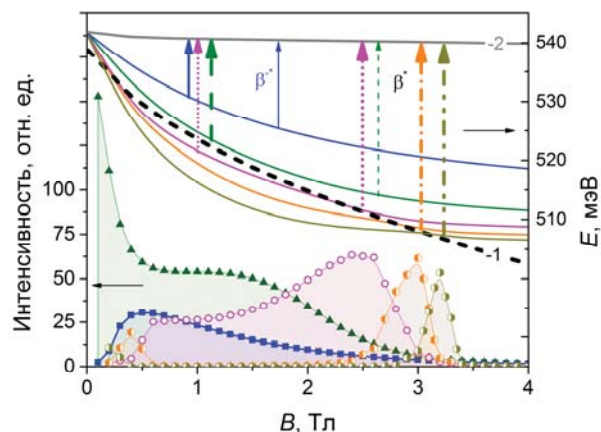


**Рис. 1.** а) Положения пиков магнитопоглощения наблюдаемых линий в образце №1: открытые символы соответствуют темновым условиям, сплошные — максимальной подсветке. Линиями показаны рассчитанные энергии переходов. б) Рассчитанные уровни Ландау в изотропной аксиальной модели. Основные переходы обозначены стрелками и греческими буквами. Переход  $\beta^-$  в этой модели запрещен.

Аналогичные переходы также наблюдались в более узкозонном образце №2 (110624) с шириной КЯ 5,9 нм и темновой концентрацией дырок  $p = 6,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . При уменьшении концентрации дырок также происходит «перекачка» интенсивности от внутризонного перехода  $\beta^-$  к межзонному  $\beta$ . Детальный анализ спектров в области низких энергий позволил выделить еще одну узкую слабую линию  $\beta^*$ , объяснить которую в рамках аксиальной модели не представляется возможным.

При учете эффектов понижения симметрии происходят не только значительные изменения в энергетическом спектре валентной зоны, но и перераспределение вкладов волновых функций на уровнях Ландау. Экспериментально это подтверждается уширением линии поглощения  $\beta^-$  в магнитных полях  $B > 4 \text{ Тл}$ , где волновая функция уровня  $n = -1$  принадлежит нескольким близким по энергии уровням (рис. 2). Также в рамках расширенной модели становятся возможными переходы, которые были запрещены в изотропной модели. В частности, заметная интенсивность в полях до 3 Тл должна быть у перехода, соответствующего переходу  $1 \rightarrow -2$  в изотропной модели. Что и про-

является в эксперименте в виде линии  $\beta^*$ , которая наблюдается в полях до 3 Тл.



**Рис. 2.** Рассчитанные уровни Ландау в анизотропной модели с учетом понижения симметрии на гетерогранице (вверху) и интенсивности переходов (внизу) на верхний уровень валентной зоны  $n = -2$  для разных магнитных полей. Жирной пунктирной линией указан уровень  $-1$  из изотропной модели.

Таким образом, учет понижения симметрии на гетерогранице позволяет более адекватно описывать спектр валентной зоны в КЯ HgTe/CdHgTe.

Работа выполнена при поддержке правительства Франции (стипендия им. Вернадского), РФФИ (грант 17-02-00642), грантов Президента РФ (МК-1136.2017.2 и НШ-7577.2016.2) и РАН.

## Литература

1. M. König *et al.* // *Science*. **318**, 766 (2007).
2. S.V. Morozov *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* **108**, 092104 (2016).
3. S. S. Krishtopenko *et al.* // *Sci. Rep.* **6**, 30755 (2016).
4. M. Pang and X.G. Wu // *Phys. Rev. B* **88**, 235309 (2013).
5. S.A. Tarasenko *et al.* // *Phys. Rev. B* **91**, 081302 (2015).
6. G.M. Minkov *et al.* // *Phys. Rev. B* **89**, 165311 (2014).
7. G.M. Minkov *et al.* // *Phys. Rev. B* **93**, 155304 (2016).
8. N.N. Mikhailov *et al.* // *Int. J. Nanotechnology* **3**, 120 (2006).
9. М.С. Жолудев и др. // *Письма в ЖЭТФ* **100**, 895 (2014).

# Матричные фотоприемные устройства формата 384x288 для ИК диапазона 8-10 мкм

Д.В. Брунев, В.С. Варавин, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий, А.В. Зверев, В.Д. Кузьмин, Ю.С. Макаров, Е.А. Михантьев, А.В. Предеин, И.В. Сабинаина, А.О. Сусяков, Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров, А.В. Латышев<sup>1</sup>

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

\* george@isp.nsc.ru

В данной работе представлены первые результаты, полученные в результате разработки конструкции и технологии изготовления матричных фотоприемных устройств (ФПУ) формата 384x288 с шагом 25 мкм, чувствительных в диапазоне длин волн 8 — 12 мкм. Для изготовления ФПУ использовались гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС) Cd<sub>0,22</sub>Hg<sub>0,78</sub>Te/CdTe/ZnTe/GaAs (301), выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для изготовления данных ФПУ в ИФП СО РАН была проведена разработка мультиплексора, отвечающего современным требованиям: высокая кадровая частота (до 700 Гц), наличие режима окна, режим ITR, IWR и тп. В частности, высокая кадровая частота позволяет использовать ФПМ совместно с устройствами микросканирования, за счет чего возможно увеличение разрешения ФПМ или снижение числа дефектных элементов.

## Введение

Для целого ряда применений представляют интерес матричные фотоприемники (МФП) формата 384x288. Это связано с меньшей массой и габаритом, требующих меньшего энергопотреблением. Современные тенденции развития предъявляют повышенные функциональные свойства (режим окна, высокая кадровая частота и т.д.), а также фотоэлектрические характеристики МФП. В данной работе представлены первые результаты, полученные в результате разработки конструкции и технологии изготовления матричных фотоприемников форматом 384x288 с шагом 25 мкм с улучшенными функциональными возможностями и повышенными характеристиками.

## Технология изготовления ФПМ формата 384x288 на основе КРТ

Для изготовления матричных фоточувствительных элементов на дины волн 8-12 мкм использовались ГЭС Cd<sub>0,22</sub>Hg<sub>0,78</sub>Te/CdTe/ZnTe/GaAs (301), выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Базовая технология изготовления фоточувствительных элементов (ФЧЭ) формата 384x288 с шагом 25 мкм включает отжиг гетероэпитаксиальных структур КРТ при 220°C при минимальном давлении паров ртути для перевода пленок КРТ в вакансионный р-тип проводимости с концентрацией дырок  $(5 \div 7) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , нанесение пассивирующего диэлектрика, вскрытие окон в диэлектрике, формирование n-p-переходов имплантацией ионов В<sup>+</sup> через маску из фоторезиста и осаждение индиевых

столбов для формирования микроконтактов к областям диодов электронного типа проводимости. В качестве пассивирующего диэлектрика использовался Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, полученный методом атомно-слоевого осаждения.

После этого зондовым методом при температуре 77К измеряются вольт-амперные характеристики 50-100 диодов на каждой матрице, что позволяет судить о качестве матриц.

Типичные вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов приведены на рис. 1. До смещений 200 мВ величина темнового тока составляет величину

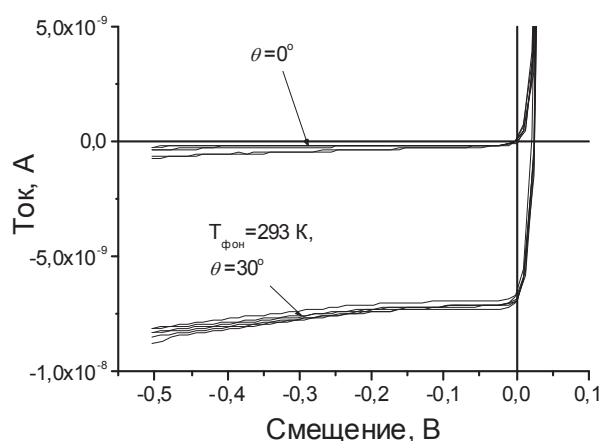
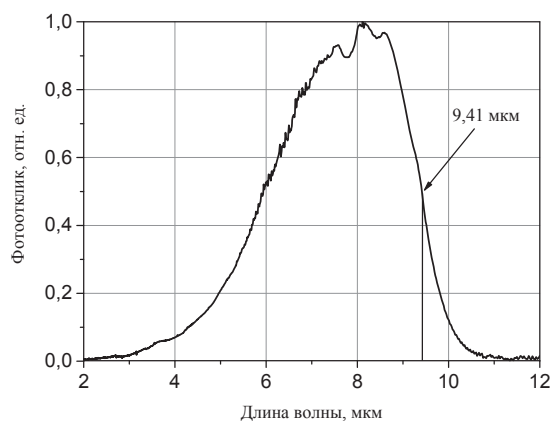


Рис. 1. ВАХ диодов без засветки (угол поля зрения  $\theta=0^\circ$ ) и с засветкой от фона при температуре 293 К,  $\theta \approx 30^\circ$ .  $R_d$  в диапазоне -50—400 мВ примерно равно 1 ГОм.

Длинноволновая граница чувствительности фотодиодов по уровню 0,5 составляет 9,4 мкм (рис. 2).



**Рис. 2.** Спектральная зависимость чувствительности диодов матричного ФЧЭ 384x288.

Разработанная в ИФП СО РАН микросхема считывания (мультиплексор) обеспечивает требуемые электрические режимы работы матрицы фотодиодов и выполняет мультиплексирование и последовательный вывод видеoinформации. Эта микросхема изготовлена по монокристаллической кремниевой технологии с проектной нормой 0,6 мкм. Основные характеристики разработанной схемы представлены в табл. 1. Основные функциональные возможности микросхемы:

- обеспечивает прием и накопление электрического заряда от каждого фотодиода матрицы одновременно в течение заданного времени посредством схемы прямой инжекции;
- позволяет считывать сигнальную информацию как одновременно по четырем выходам, так и используя только один выход;
- может вести прием и накопление заряда от фоточувствительных элементов одновременно со считыванием сигнальной информации, полученной в процессе предыдущего акта приема и накопления заряда (режим IWR);
- предусмотрена возможность выбора подматрицы прямоугольной формы произвольного размера и расположения, из которой будет считываться видеосигнал (режим «окна»);
- предусмотрена возможность выбора величины зарядовой емкости ячейки между двумя фиксированными значениями с помощью интерфейса управления;
- предусмотрено встроенное средство тестирования накопительных ячеек;

- предусмотрены встроенные цифро-аналоговые преобразователи (ЦАП), которые могут быть использованы для задания напряжения смещения фоточувствительных элементов, напряжений, управляющих системой тестирования и антиблужинга.

**Таблица 1.** Характеристики разработанной схемы считывания сигнала.

Наименование параметра	Значение параметра
Формат матрицы ячеек считывания, элементов	384x288
Шаг ячеек считывания, мкм	25
Максимальная зарядовая емкость накопительной ячейки, электронов, не менее	$2 \times 10^7$
Максимальная частота вывода информации, МГц, не менее	20
Максимальная кадровая частота, Гц, не менее	700
Количество выводов для считывания информации	4

### Фотоприемное устройство формата 384x288 для ИК диапазона 8-10 мкм

На основе ФПМ изготовлено матричное фотоприемное устройство (ФПУ), состоящее из ФПМ, смонтированного в вакуумный криостатированный корпус (ВКК), интегрально сопряженный с микрокриогенной системой (МКС). Вакуумный криостатированный корпус разработан и изготовлен в ИФП СО РАН. Использована (МКС) МСМГ-0,5В-0,5/80 производства ООО «НТК «Криогенная техника» (г. Омск). Эксплуатационные характеристики ФПУ формата 384x288 элементов приведены в табл. 2.

**Таблица 2.** Параметры ФПУ формата 384x288.

Наименование параметра	Значение
Формат ФПУ, элементов	384x288
Шаг фоточувствительных элементов, мкм	25
Разность температур, эквивалентная шуму, NEDT, мК	30,2
Работоспособных элементов, %	99,42
Спектральный диапазон:	
- длинноволновый край по критерию 0,5, мкм	9,4
- длинноволновый край по критерию 0,1, мкм	9,9
Время выхода на рабочий температурный режим в НКУ, мин	6
Потребляемая мощность в НКУ:	
- при выходе на рабочий режим, Вт	24
- в рабочем режиме, Вт	11

# Применение низкокогерентной тандемной интерферометрии для *in situ* мониторинга роста CVD алмаза

Е.В. Бушуев<sup>1</sup>, В.Ю. Юров<sup>1</sup>, А.П. Большаков<sup>1</sup>, В.Г. Ральченко<sup>1</sup>, Е.Е. Ашкинази<sup>1</sup>,  
А.В. Рябова<sup>1</sup>, И.А. Антонова<sup>1</sup>, П.В. Волков<sup>2</sup>, А.В. Горюнов<sup>2</sup>, А.Ю. Лукьянов<sup>2</sup>,  
А.Д. Тертышник<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Академика Иванова, 45, Иваново, 123321.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991.

\*volkov@ipmras.ru, sluk@ipmras.ru

Впервые методом низкокогерентной тандемной интерферометрии осуществлён оптический мониторинг процесса плазменного осаждения поликристаллических слоёв алмаза большой толщины (>100 мкм) в условиях развитой шероховатости ростовой поверхности.

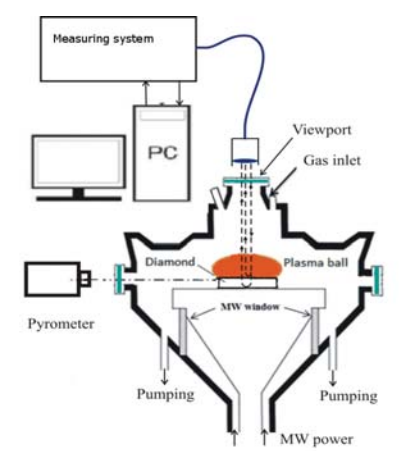
## Введение

Последние достижения в осаждении монокристаллических слоёв алмаза методом CVD открыли новые возможности по использованию этого материала в полупроводниковой электронике. Поскольку процесс роста занимает значительное время, очень важным условием формирования материала требуемого качества является стабильность технологических параметров. Главным индикатором этой стабильности является скорость роста, которая зависит от всех других параметров, таких как температура подложки, состав газа, мощность разряда и др. В этих условиях *in situ* мониторинг толщины растущей плёнки и (или) скорости роста становится незаменимым средством, позволяющим кроме того очень существенно сократить время настройки подходящего режима роста. Предложенные ранее системы оптического мониторинга роста CVD алмазов обладают существенными ограничениями, не позволившие применить их в реальном производстве.

В данной работе впервые использована техника низкокогерентной тандемной интерферометрии, ранее успешно применённая для *in situ* мониторинга полупроводниковых структур GaAs, GaN, Si и кремний на изоляторе условиях плазмохимического травления, МОГФЭ и МПЭ [1,2].

## Эксперименты

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

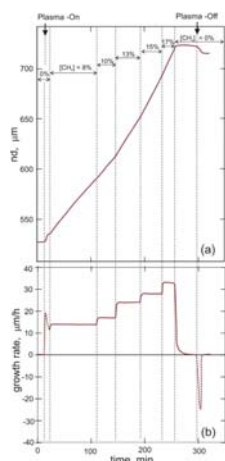


**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. Measuring system – система оптического мониторинга на основе НКТИ, PC – компьютер, Diamond – алмазная подложка, Plasma ball – область, занятая плазменным разрядом, MW window – окна для ввода микроволнового излучения в реактор, Gas inlet – ввод газов-реагентов, Viewport – окно ввода-вывода зондирующего излучения, над которым расположен оптический объектив и подходящее к нему оптическое волокно.

Основная проблема измерений состояла в неоднородной толщине образца на диаметре пятна зондирующего света, которая приводила к нестационарной форме огибающей сигнала в процессе роста. Указанную проблему удалось решить за счёт применения специально рассчитанного объектива, позволившего уменьшить диаметр зондирующего пучка до 40 мкм, а также за счёт нового алгоритма обработки сигнала. Суть этого алгоритма состоит в регистрации изменений фазы заполнения принимаемого интерференционного сигнала в условиях,

когда форма огибающей этого сигнала сильно изменяется во времени.

На рис. 2 показаны изменения оптической толщины алмазной подложки в зависимости от времени в процессе роста плёнки CVD-алмаза в условиях пошагового изменения концентрации метана в газовой смеси при заданных параметрах (температура подложки 930 °С, давление в реакторе 130 Торр, подаваемая в реактор СВЧ мощность 3 кВт). Скорость роста плёнки, вычисленная по этим данным в результате дифференцирования и деления на показатель преломления алмаза, равный 2.4, приведена на рис. 2.



**Рис. 2.** Изменения толщины алмазной подложки в процессе роста плёнки CVD-алмаза (а) и вычисленная по этим данным скорость роста плёнки (б).

Из графика видно, что скорость роста остаётся постоянной при неизменной концентрации метана.

Увеличение концентрации метана с 8% до 17% приводит к увеличению скорости роста с 14.5 мкм/час до 33 мкм/час. Время перехода с одного режима роста на другой составляет около 8 мин, что соответствует времени, в течение которого происходит полная замена газа в реакторе.

В результате роста был получен прозрачный образец многослойной монокристаллической плёнки общей толщиной около 75 мкм, что хорошо согласуется с результатами послеростовых измерений.

## Результаты

Таким образом, продемонстрирована возможность применения разработанной техники для мониторинга роста шероховатых слоёв большой толщины, а также возможности по оптимизации роста CVD алмаза за счёт изменения технологических параметров в течение одного технологического процесса без выключения разряда плазмы и выноса образца на воздух.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-01124).*

## Литература

1. P.V. Volkov, A.V. Goryunov, V.M. Daniltsev et al. // Journal of Crystal Growth, V. 310, 4724–4726 (2008).
2. P.V. Volkov, A.V. Goryunov, D.N. Lobanov et al. // Journal of Crystal Growth, V. 448, 89-92 (2016).



# Исследование механизмов рекомбинации неосновных носителей заряда в гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ , выращенные методом МЛЭ, на подложках Si(013)

В.С. Варавин, Д.В. Марин, Д.А. Шефер\*, М.В. Якушев

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

\*nsk.sheferdmiriy@gmail.com

Экспериментально обнаружено, что в плёнках  $Cd_xHg_{1-x}Te/Si(310)$  с  $x \approx 0.22$  и  $x \approx 0.3$  после роста доминирующим центром рекомбинации Шокли-Рида-Холла являются вакансии. Образование данных вакансий не связано с режимами роста, а обусловлено выбором кремния в качестве подложки. Отжиг в парах ртути приводит к аннигиляции вакансий.

## Введение

Гетероэпитаксиальные слои теллурида кадмия-ртути ( $CdHgTe$ , КРТ) являются наиболее востребованным материалом в области ближнего и среднего ИК-диапазона. С момента открытия КРТ (1969г) прошло более четверти века, но при этом многие вопросы по электрофизике полупроводника, его дефектности остаются открытыми. Изучение влияния дефектов на время жизни неравновесных носителей заряда (ВЖННЗ), а также изучение поведение этих дефектов во время температурных обработок – является неотъемлемой частью на пути улучшения структурного совершенства материала.

## Исследуемые образцы

Исследовались эпитаксиальные пленки  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x \approx 0.22$  и  $x \approx 0.3$ , выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках Si (013) диаметром 76,2 мм. На границах с буферным слоем и поверхностью пленки имели варизонные слои с увеличением  $x$  до 0,5 к поверхности для снижения влияния поверхностной рекомбинации на время жизни неосновных носителей заряда (ВЖННЗ). Нелегированные пленки после роста имели n-тип проводимости со следующими параметрами (при 77К): концентрация электронов  $(4 - 12) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , подвижность  $(7000 - 14000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1})$ . Время жизни неосновных носителей при 77 К составляло от нескольких сотен наносекунд до 2 мкс.

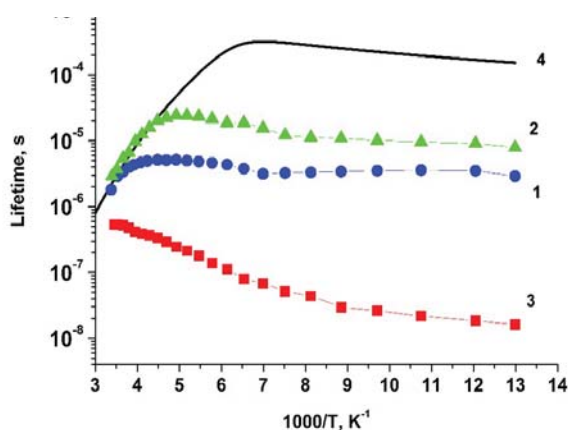
После роста пленки подвергались следующим дополнительным термообработкам. Это отжиг для получения p-тип проводимости, который прово-

дится при низком давлении паров ртути (10-5 атм) в атмосфере инертного газа в течении 15-20 часов при  $T=250-260 \text{ }^\circ\text{C}$ . А также двухстадийный отжиг в режиме активации мышьяка, который проводится при насыщенном давлении паров ртути (1-я стадия – 2 часа при  $T=360 \text{ }^\circ\text{C}$ , 2-я стадия – 24 часа при  $T=225 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Первая стадия нужна для перевода атомов мышьяка в подрешетку теллура, в которой они становятся акцепторами, а вторая стадия для заполнения вакансий ртути, образующихся на первой стадии. Кроме этого проводились отжики только для заполнения вакансий ртути (при насыщенном давлении паров 24 часа при  $T=225 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

## Экспериментальная часть

Для выявления механизмов рекомбинации, оценки параметров рекомбинационных центров и их связи с имеющимися данными по дефектам кристаллической структуры КРТ на Si, исследовались температурные зависимости ВЖННЗ. Дефекты кристаллической структуры выявлялись при помощи селективного травления. Проведены расчеты температурных зависимостей ВЖННЗ с привлечением Оже-рекомбинации, излучательной рекомбинации и рекомбинации Шокли-Рида-Холла. Из сопоставления измеренных и расчетных зависимостей ВЖННЗ определены доминирующие механизмы рекомбинации при комнатной и криогенной температурах, а также оценены концентрации и положение энергетического уровня в запрещенной зоне рекомбинационных центров в структурах после роста и после отжига.

Температурные зависимости ВЖННЗ в КРТ после роста и после отжигов соотносились с расчетными, ограничивающими их, фундаментальными зона-зона механизмами рекомбинации: Оже-рекомбинацией и излучательной рекомбинацией. На рис. 1 точками показаны экспериментальные зависимости ВЖННЗ от обратной температуры для группы образцов с составами  $x \approx 0.3$  после роста (синие точки), после конверсии в р тип (красные точки) и после заполнения вакансий ртути (зеленые точки), кривая 4 – расчетные значения теоретического максимума по времени жизни, ограниченного Оже и излучательной рекомбинациями. Аналогичного вида зависимости наблюдались и для образцов с составами  $x \approx 0.22$ .



**Рис. 1.** Характерные температурные зависимости времени жизни для образцов  $\text{CdHgTe/Si}(013)$  с составом  $x=0.3$ , где 1 – образцы после роста, 2 – после отжига на заполнение вакансий ртути, 3 – после конверсии в р-тип, 4 – расчетное время жизни без участия рекомбинации ШРХ.

Характерной особенностью плёнок  $\text{CdHgTe/Si}$  после роста является сильный разброс по временам жизни.

Так, хвосты температурных зависимостей времени жизни в образцах с составом  $x \approx 0.3$  при криогенных температурах могут лежать между кривыми 1 и 3. Это обусловлено неконтролируемым образованием вакансий в процессе роста. Отжиги в парах ртути приводят к аннигиляции вакансий и уменьшению вклада Шокли-Рида-Холла при азотной температуре (кривая 2). Остаточный вклад рекомбинации Шокли-Рида после заполнения вакансий обусловлен, по-видимому, присутствием других центров рекомбинации, природа которых остаётся предметом для исследований.

## Результаты

Установлено, что

1. Отжиги в условиях, вызывающих введение вакансий ртути в подрешетку металла, приводят к аннигиляции дефектов упаковки. Отжиги, в результате которых происходит заполнение вакансий не снижают концентрацию дефектов упаковки.
2. 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 ртути в подрешетке металла. Заполнение вакансий приводит к снижению вклада рекомбинации Шокли Рида.
3. Образование вакансий при выращивании гетероструктур  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te/Si}(013)$  методом МЛЭ происходит не в силу неоптимальных условий роста, а из-за аккумуляции точечных дефектов на дефектах кристаллической структуры – дислокациях и дефектах упаковки. Сами по себе дислокации и дефекты упаковки не дают дополнительных генерационно-рекомбинационных уровней.

# Локально растянутые Ge микроструктуры для источников излучения на кремнии

С.Н. Вдовичев<sup>1</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1</sup>, А.И. Машин<sup>2</sup>, Е.Е. Морозова<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>2</sup>,  
А.В. Новиков<sup>1\*</sup>, Е.В. Скороходов<sup>1</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>, П.А. Юнин<sup>1</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

<sup>2</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950, Россия.

\* anov@ipmras.ru

В работе представлены результаты по формированию и исследованию локально растянутых Ge микроструктур, созданных на базе Ge слоев, выращенных методом МПЭ на Si(001) и SOI подложках. Свободновисящие Ge микромостики были получены с помощью оптической литографии, плазмохимического и селективного химического травления. Методами микро-спектроскопии комбинационного рассеяния света выполнены локальные измерения деформации в сформированных микроструктурах, показавшие рост деформации растяжения в Ge микромостиках и ее зависимость от размеров микромостиков и прилегающих к ним свободновисящих областей пленки Ge.

## Введение

Благодаря малой (~140 мэВ) разницы энергий между Г и L точками в зоне проводимости и совместимости с современной кремниевой интегральной технологией германий привлекает к себе повышенное внимание как материал для создания на Si источников излучения [1]. Приложение к Ge растягивающих напряжений уменьшает разницу между прямой и непрямоугольными запрещенными зонами (см., например [2]), что способствует повышению эффективности излучательной рекомбинации носителей. Согласно расчетам, при некотором критическом значении деформации растяжения ( $\varepsilon = 1.5\text{--}2\%$  для двуосной и  $\varepsilon = 4\text{--}5\%$  для одноосной деформации) разность энергий между Г и L долинами уменьшается до нуля, а при больших величинах деформации Ge может стать прямоугольным полупроводником [2]. Вышеуказанные уровни деформации растяжения не могут быть реализованы в Ge слоях, выращенных на Si подложках. Однако они могут быть достигнуты локально за счет метода «концентрации упругих напряжений» и/или использования внешнего стрессора [2]. В настоящей работе представлены результаты по формированию с помощью метода концентрации напряжений одноосно растянутых Ge микромостиков и исследованию их свойств.

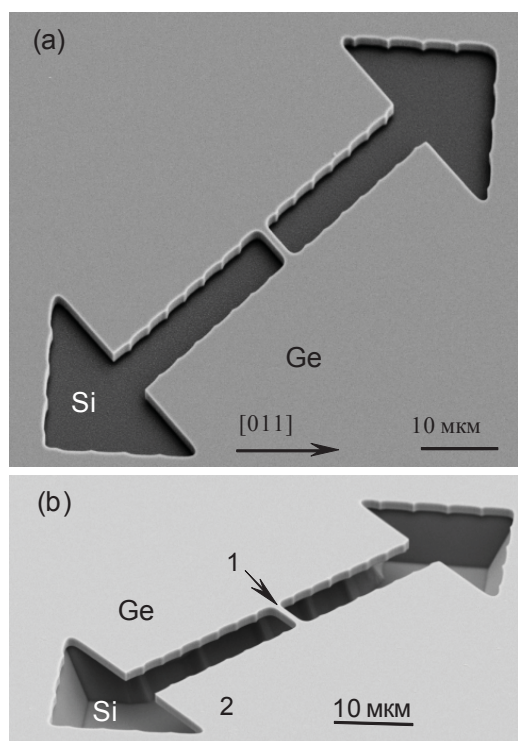
## Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исходными структурами для формирования микромостиков служили Ge слои, выращенные методом МПЭ на Si(001) и SOI подложках [3]. По дан-

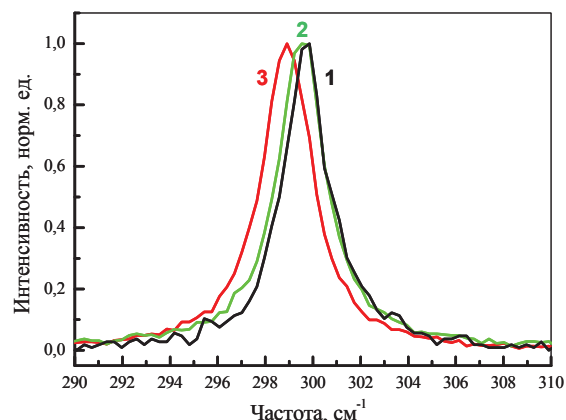
ным рентгенодифракционным анализом, выращенные Ge слои характеризовались деформацией растяжения на уровне  $\varepsilon = 0.2\text{--}0.25\%$ , которая вызвана разницей в коэффициентах термического расширения Si и Ge [1, 2]. На выращенных слоях методами оптической литографии и плазмохимического травления (ПХТ) были сформированы микромостики (рис. 1а), имеющие различные геометрические размеры и кристаллографическую ориентацию. Травление проводилось на глубину большую, чем толщина Ge слоев, что открывало доступ к Si (при росте на Si(001)) и SiO<sub>2</sub> (при росте на SOI) слоям, находящихся под Ge. Концентрация деформации растяжения в области сужения достигалась за счет «подвешивания» Ge мостика и прилегающих к нему участков Ge пленки («берегов») (рис. 1б). Для этого использовалось селективное химическое травление кремния, при росте на Si(001), или SiO<sub>2</sub>, при росте на SOI подложках, в KOH:H<sub>2</sub>O и HF:NH<sub>4</sub>F:H<sub>2</sub>O, соответственно.

Локальные измерения деформации в выращенных Ge/Si(001) слоях и в сформированных свободновисящих Ge микромостиках выполнены с помощью микро-спектроскопии комбинационного рассеяния света (микро-КРС) с использованием зондовой нанолаборатории NTEGRA Spectra (ЗАО «НТ-МДТ»). Величина и знак деформации определялись по смещению пика TO фонона Ge в структурах относительно положения этого пика в объемном, монокристаллическом Ge. Для количественного определения деформации по данному сдвигу использовались результаты работ [4, 5]. Согласно данным микро-КРС, после ПХТ травления в Ge слоях со-

храняется однородная деформация растяжения на уровне 0.2%, что совпадает с данными рентгенодифракционного анализа выращенных структур. Спектры микро-КРС показали, что при «подвешивании» с помощью селективного травления Ge микромостиков и прилегающих к ним областей Ge пленки («берегов») (рис. 1b) в структурах происходит перераспределение деформации. В результате деформация растяжения в «берегах» уменьшается, а в Ge микромостике – увеличивается (рис. 2). При этом деформация растяжения в Ge микромостиках больше, чем в исходных Ge пленках, и зависит от параметров создаваемого с помощью ПХТ рисунка и степени удаления материала под Ge «берегами».



**Рис. 1.** Снимок сканирующего электронного микроскопа Ge/Si(001) структуры после формирования Ge мостика с помощью ПХТ (а) и после его «подвешивания» за счет селективного травления Si (b). На рисунке (b) цифрами обозначены Ge микромостик (1) и прилегающая к нему часть Ge пленки («берега») (2).



**Рис. 2.** Спектры микро-КРС в районе ТО фонона Ge, измеренные на объемном Ge (1), области Ge пленки, прилегающей к микромостик (2), и самом микромостике (3). Смещение линий соответствует одноосной деформации растяжения в 0.5% для мостика и двусосной деформации растяжения 0.04% для «берега».

Излучательные свойства сформированных напряженных структур исследовались по методике микро-фотолюминесценции. Установлена корреляция между величиной деформации Ge микромостиков и особенностями их люминесцентного отклика.

*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, 11316 (2012).
2. R. Geiger, T. Zabel and H. Sigg // Frontiers in Materials. 2:52, (2015) doi: 10.3389/fmats.2015.00052.
3. Д.В. Юрасов, А.И. Бобров, В.М. Данильцев и др. // ФТП, Т. 49, 1463 (2015).
4. A. Gassenq, S. Tardif, K. Guillois et. al. // Appl. Phys. Lett., V. 108, 241902 (2016).
5. R.W. Millar, K. Gallacher, J. Frigerio et. al. // Optics Express, V. 24, 4365 (2016).

# Безызлучательная оже-рекомбинация в квантовых ямах InGaAsSb/AlGaAsSb

М.Я. Винниченко<sup>1\*</sup>, И.С. Махов<sup>1</sup>, А.В. Селиванов<sup>1</sup>, Д.А. Фирсов<sup>1</sup>, Л.Е. Воробьев<sup>1</sup>,  
L. Shterengas<sup>2</sup>, G. Belenky<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251.

<sup>2</sup> Department of Electrical and Computer Engineering, State University of New York at Stony Brook, New York 11794, USA.

\*mvin@spbstu.ru

Экспериментально получены зависимости интенсивности фотолюминесценции от уровня накачки в структурах с квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb различной ширины. Проведен расчет зависимости концентрации неравновесных носителей заряда от интенсивности накачки. Обнаруженное в квантовых ямах шириной 5 нм относительное уменьшение концентрации неравновесных электронов связывается с выполнением в данной структуре условия резонансной оже-рекомбинации с участием двух дырок и электрона.

## Введение

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния резонансной безызлучательной оже-рекомбинации на концентрацию неравновесных носителей заряда в структурах с квантовыми ямами (КЯ) InGaAsSb/AlGaAsSb. На основе подобных структур уже созданы полупроводниковые инжекционные лазеры среднего ИК диапазона (длины волн 2-4 мкм), работающие в непрерывном режиме генерации при комнатной температуре и имеющие достаточную мощность [1, 2]. Улучшение характеристик лазерных структур требует детального изучения процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации.

Были выполнены оптические исследования структур с КЯ InGaAsSb/AlGaAsSb различной ширины (4, 5, 7 и 9 нм), выращенных на подложках GaSb методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Согласно расчетам, только в структуре с шириной ямы 5 нм при  $T = 77$  К выполняются условия резонансной оже-рекомбинации электрона и тяжелой дырки с забросом другой тяжелой дырки в зону, отщепленную спин-орбитальным взаимодействием [3]:

$$E(hh1) - E(so1) \cong E(e1) - E(hh1) = E_g^*, \quad (1)$$

где  $e1$ ,  $hh1$  – первые уровни электронов и тяжелых дырок,  $so1$  – первый уровень подзоны, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием,  $E_g^*$  – эффективная ширина запрещенной зоны. Поскольку энергия электронов на возбужденных уровнях размерного квантования сопоставима с шириной запрещенной зоны, то при расчете зонной диаграммы учитывалась непараболичность закона диспер-

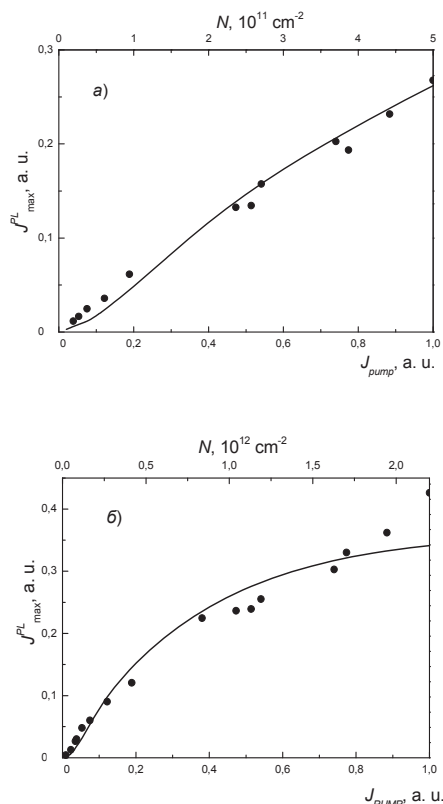
сии в рамках модели Кейна. Как показано в статье [3], вероятность резонансной оже-рекомбинации, при которой квазиимпульсы частиц не изменяются, значительно превышает вероятность нерезонансных процессов.

Спектры межзонной фотолюминесценции (ФЛ) измерялись с помощью вакуумного ИК фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. В качестве оптической накачки использовалось излучение импульсного твердотельного лазера с максимальной средней мощностью 2,4 мВт и энергией кванта 1,17 эВ, что соответствует рождению электронно-дырочных пар непосредственно в слое КЯ. Излучение ФЛ регистрировалось с помощью охлаждаемого жидким азотом фотоприемника InSb.

Из анализа спектров межзонной ФЛ были получены экспериментальные зависимости интенсивности ФЛ в максимуме спектра от интенсивности оптической накачки при температурах 77 и 300 К для всех образцов. Для двух образцов при температуре жидкого азота данные зависимости приведены на рис. 1а и рис. 1б точками.

Зависимости интенсивности ФЛ на выделенной длине волны от концентрации носителей заряда были рассчитаны с использованием методики, описанной в работе [4]. Расчет был выполнен для системы, содержащей три уровня размерного квантования тяжелых дырок и два электронных уровня. Согласно правилам отбора межзонные переходы разрешены только между состояниями одинаковой четности, однако при больших уровнях накачки идет рекомбинация носителей заряда и с ненулевым вектором квазиимпульса  $\mathbf{k}$ , следовательно,

вклад от таких переходов может быть существенным и также учитывался при расчетах.



**Рис. 1.** Экспериментальные зависимости интенсивности ФЛ в максимуме  $J_{\text{MAX}}^{\text{PL}}$  от интенсивности оптической накачки  $J_{\text{pump}}$  (точки) и расчетные зависимости  $J_{\text{MAX}}^{\text{PL}}$  от концентрации носителей заряда  $N$  (линии). Представлены данные для структур с шириной КЯ 5 нм (а) и 7 нм (б).

Хорошее согласие экспериментальных и теоретических зависимостей было достигнуто при масштабировании осей абсцисс и ординат. Это позволило определить концентрации неравновесных носителей заряда. Для структуры с шириной КЯ 5 нм значение концентрации составляет величину порядка  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ , для остальных структур это значение на порядок выше. Также видно, что для структуры с шириной КЯ 5 нм зависимость интенсивности люминесценции от интенсивности накачки близка к линейной, что соответствует ситуации, когда электронный газ вырожден, а дырочный газ описывается статистикой Максвелла-Больцмана. Характерным отличием структуры с шириной КЯ 5 нм от

других структур, определяющим относительное уменьшение концентрации неравновесных носителей заряда в этой структуре, является выполнение условия резонансной оже-рекомбинации. Ранее наличие резонансной оже-рекомбинации в этой структуре подтверждалось анализом динамики ФЛ [5].

Мы получили, что безызлучательная резонансная оже-рекомбинация может почти на порядок уменьшить концентрацию носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации. Это явление понижает квантовый выход и эффективность работы лазеров. Чтобы избавиться от этого отрицательного воздействия этого фактора, при конструировании полупроводниковых инжекционных лазеров на длину волны излучения около 3 мкм необходимо проводить тщательный расчет зонной диаграммы и проверку условия равенства эффективной ширины запрещенной зоны и энергетического интервала между основным состоянием тяжелых дырок и первым уровнем зоны, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Правительства СПб, Минобрнауки России (государственное задание), грантов РФФИ №№ 16-02-00863 и 16-32-60085 и гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-4616.2016.2.*

## Литература

1. G. Belenky, L. Shterengas, G. Kipshidze, T. Hosoda. // IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **17** (5), 1426 (2011).
2. L. Shterengas, G. Belenky, T. Hosoda, G. Kipshidze, S. Suchalkin. // Appl. Phys. Lett., **93**, 011103 (2008).
3. L.V. Danilov, G.G. Zegrya. // Semiconductors, **42** (5) 550 (2008).
4. L.E. Vorob'ev, V.L. Zerova, K.S. Borshchev, *et al.* // Semiconductors, **42** (6) 737 (2008).
5. M.Ya.Vinnichenko, D.A.Firsov, L.E.Vorobjev, M.O. Mashko, L.Shterengas, G.Belenky. // Semiconductors, **47**(1) 146 (2013).

# Полупроводниковый CVD алмаз для полупроводниковых приборов

А.Л. Вихарев

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

val@appl.sci-nnov.ru

Представлены результаты исследований получения эпитаксиальных слоев CVD алмаза с сильно легированными бором дельта слоями, измерений профиля дырок и концентрации бора в слоях, подвижности дырок, и демонстрации управления проводимостью канала в образце с легированным дельта слоем.

## Введение

Полупроводниковый монокристаллический CVD алмаз (получаемый из газовой фазы при гомоэпитаксиальном осаждении) является широкозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны 5,5 эВ. CVD алмаз имеет уникальные характеристики, а именно высокую подвижность носителей заряда, высокую скорость насыщения, высокое пробойное электрическое поле, наибольшую теплопроводность, высокую радиационную и химическую стойкость. По совокупности свойств CVD алмаз превосходит другие широкозонные полупроводники и рассматривается перспективным материалом для создания нового поколения мощных и высокочастотных электронных приборов. Основным препятствием для реализации потенциала CVD алмаза, как материала электроники, является проблема создания носителей заряда в нем. По сравнению с традиционными полупроводниками примеси в алмазе имеют более глубокие энергетические уровни, что существенно затрудняет активацию примеси (степень ионизации примеси при комнатной температуре менее 1%). Таким образом, для создания приемлемого уровня проводимости необходимо повышать уровень легирования, однако при легировании бором это приводит к снижению подвижности носителей (дырок) в алмазе. Для решения проблемы легирования CVD алмаза бором известен подход, основанный на технологии дельта-легирования. Создается тонкий слой сильно легированного бором алмаза (толщина 1–2 нанометра, концентрация атомов бора больше  $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), залегающий в нелегированном бездефектном алмазе высокого качества. Для достижения высоких электронных свойств (получения высоких подвижности дырок и проводимости слоя) требуется реализация резких границ между легированным и нелегированным материалом. В последнее время эта проблема успешно решается [1, 2]. В данном докладе представлен обзор результатов, полученных со-

трудниками ИПФРАН, ИФМРАН и Санкт-Петербургского электротехнического университета (ЛЭТИ) в рамках проводимого исследования по 220 постановлению Правительства РФ «Полупроводниковый CVD алмаз для мощных и высокочастотных электронных приборов». Целью работы является исследование условий роста эпитаксиальных слоев алмаза электронного качества, исследование получения сильно легированных бором дельта слоев и разработка активных электронных приборов на основе монокристаллического CVD алмаза с сильно легированными дельта слоями.

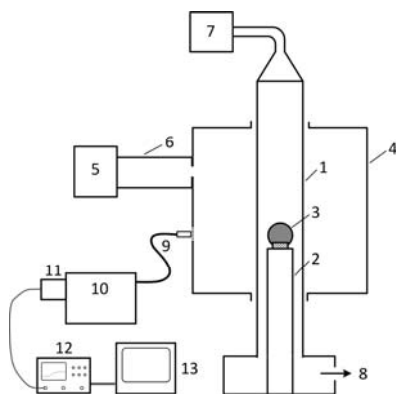
## CVD алмаз с легированными дельта слоями

Получение легированных дельта-слоев в CVD алмазе с требуемыми параметрами представляет собой достаточно сложную научную и технологическую задачу. Для решения этой задачи был создан новый тип плазмохимического реактора, в котором реализуется комбинация медленного гомоэпитаксиального роста алмаза, поддержания в реакторе ламинарного потока газа для быстрого переключения газовых смесей, а также химического подавления влияния примесей в процессе осаждения нелегированных областей CVD алмаза, рис. 1. В реакторе были выращены эпитаксиальные слои с легированными дельта слоями, толщиной 1.4–2.5 нм и высокой концентрацией бора  $(3–9) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , рис. 2.

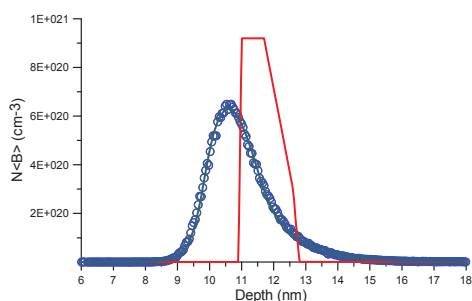
## C-V измерения профиля дырок в CVD алмазе с дельта слоями

Для проведения C-V измерений в полупроводниковой структуре с использованием методов литографии и прецизионного травления алмаза в кислородной плазме формировалась тестовая мезоструктура с вертикальным протеканием тока [3]. Профили концентрации дырок и концентрации бора в структуре Tg06 приведены на рис.3. Для исследова-

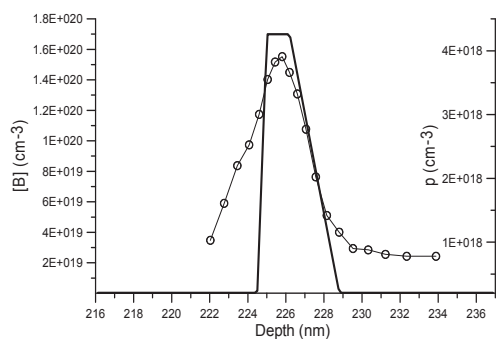
дованного дельта-слоя бора в алмазе энергия активации была определена равной  $\sim 60$  мэВ, что меньше величины энергии активации бора в алмазе 370 мэВ и соответствует высокой концентрации бора, которая по данным ВИМС превышает  $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 1.** Реактора для получения легированного дельта-слоя в CVD алмазе: 1 – кварцевая трубка, 2 – подложкодержатель, 3 – плазма, 4 – резонатор, 5 – магнетрон, 6 – прямоугольный волновод, 7 – система подачи газа, 8 – система откачки, 9 – ветовод, 10 – монохроматор SOLAR TII, 11 – ФЭУ, 12 – осциллограф, 13 – компьютер.



**Рис. 2.** Профиль концентрации бора, полученный методом ВИМС (синие кружки) и восстановленный с помощью аппаратной функции ВИМС (красная линия).



**Рис. 3.** Профили концентрации дырок и концентрации бора.

Измерения подвижности дырок в различных образцах проведены методом Ван-дер-Пау, определена величина максимальной подвижности дырок равная  $300 \text{ В}^2/\text{см}\cdot\text{с}$ . Из-за пространственного разделение дырок и легирующих атомов бора, измеренная подвижность дырок включает интегральное значение из разных областей алмаза – легированной с малой подвижностью и нелегированной с высокой подвижностью. Это подтверждается исследованием зависимости подвижности и концентрации дырок от температуры образца. Таким образом, впервые в эпитаксиальных пленках алмаза с дельта-слоями наблюдался эффект возрастания подвижности дырок из-за разделения с легирующими атомами бора. Это доказывает высокое качество изготовленных структур – резкость переходов профиля легирования, высокое качество нелегированных эпитаксиальных слоев и высокую концентрацию атомов бора в дельта-слое.

Изготовлены экспериментальные образцы транзисторных структур на основе дельта-легированного алмаза, которые являются наиболее стабильными и технологически воспроизводимыми по сравнению с транзисторами на основе гидрогенизированного CVD алмаза. Продемонстрирован транзисторный эффект (управление проводимостью канала) на образце с дельта-слоем толщиной 1,4 нм.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор № 14.B25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН.*

## Литература

1. A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev et al. Novel microwave plasma-assisted CVD reactor for diamond delta doping // Phys. Status Solidi RRL, v.10, Issue 4, 2016, pp. 324–327.
2. J.E. Butler, A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev et al. Nanometric diamond delta doping with boron // Phys. Status Solidi RRL, 1–6 (2016) / DOI 10.1002/pssr.201600329.
3. Е.А. Суровегина, Е.В. Демидов, М.Н. Дроздов и др., Атомный состав и электрофизические характеристики эпитаксиальных слоев CVD алмаза, легированных бором // ФТП, т.50, №12, 2016.



# Резонансное поглощение терагерцевого излучения в наноперфорированном графене

В.А. Волков<sup>1,§</sup>, В.В. Еналдиев<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009.

\*vova.enaldiev@gmail.com §volkov.v.a@gmail.com

Недавние измерения проводимости наноперфорированного графена интерпретируются авторами в терминах краевых состояний, прижатых к краю каждого наноотверстия. Благодаря квантованию периметрического движения спектр краевых состояний образует квазиэквидистантные квазистационарные энергетические уровни. Дираковские фермионы, заполняющие уровни краевых состояний, вращаются вокруг каждого наноотверстия, в направлении, определяемом индексом долины. В данной работе показано, что освещение этой системы циркулярно поляризованным терагерцевым излучением приводит к резонансу в поглощении в одной из долин. Величиной поглощения на резонансной частоте можно управлять при помощи затворного напряжения.

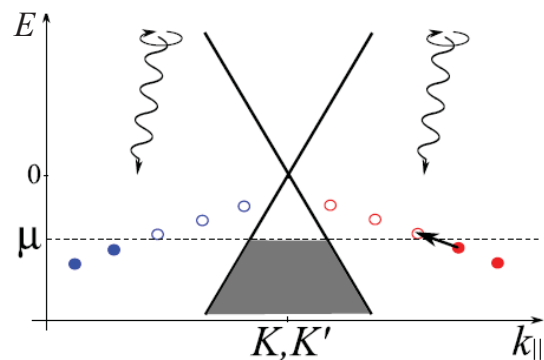
В недавней работе [1] была установлена резонансная зависимость сопротивления наноперфорированного графена от напряжения на затворе, которая объяснялась рассеянием «объемных» безмассовых дираковских фермионов на квазистационарных квазиэквидистантных уровнях краевых состояний (КС). В низкоэнергетическом приближении спектр КС выражается формулой (см. рис. 1):

$$\varepsilon_{\tau l} = \tau l (\hbar \omega_0 \operatorname{sgn} a - \Delta_l) - i\gamma_l \quad (\Phi 1),$$

где эквидистантная часть спектра определяется частотой  $\omega_0 = 2av/R$  ( $v \approx 10^6$  м/с,  $R$  – радиус наноотверстия),  $l = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  – орбитальное квантовое число,  $a$  – феноменологический действительный параметр, описывающий свойства края наноотверстия в однодолинном граничном условии [2],  $\tau = +1(-1)$  – индекс долины  $K(K')$ ,  $\Delta_l$  – малая неэквидистантная поправка,  $\gamma_l$  – обратное время жизни, увеличивающееся с ростом абсолютного значения орбитального момента КС [3]. Применимость спектра КС (Ф1) определяется условиями  $|a| \ll 1$ ,  $\tau l > 0$ . Последнее неравенство описывает то, что в каждой из долин КС вращаются только в одну сторону (либо по часовой стрелке либо против неё).

## Коэффициент поглощения наноперфорированного графена

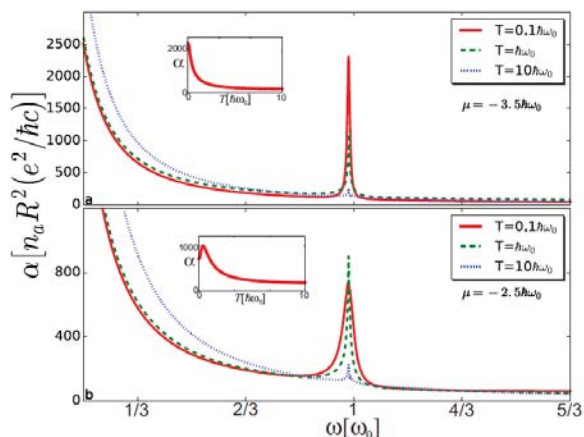
Циркулярно поляризованное по часовой стрелке излучение индуцирует переходы между краевыми уровнями  $l \rightarrow l-1$  (см. рис. 1). Благодаря связи направления вращения КС с индексом долины, резонанс в поглощении возникает только в той из долин, в которой направление вращения КС совпадает с направлением круговой поляризации, падающего по нормали излучения. При этом резонансная частота отвечает разности энергий ближайших уровней КС (Ф1).



**Рис. 1.** Квазиклассическая зависимость энергий квазистационарных краевых состояний в графене с одним наноотверстием от заквантованной тангенциальной компоненты квазиимпульса  $k_{||} = l/Rv$  в схеме приведенных долин при  $a < 0$ . Красным цветом отмечены квазистационарные уровни в долине  $K$ , синим  $-K'$ . Под уровнем Ферми  $\mu$  находятся заполненные делокализованные (серый фон) и краевые состояния (закрашенные кружки). Циркулярно поляризованное по часовой стрелке излучение приводит к переходам с изменением  $l \rightarrow l-1$ , поэтому только переход (показан жирной стрелкой) между краевыми состояниями из долины  $K$  приводит к резонансу в поглощении.

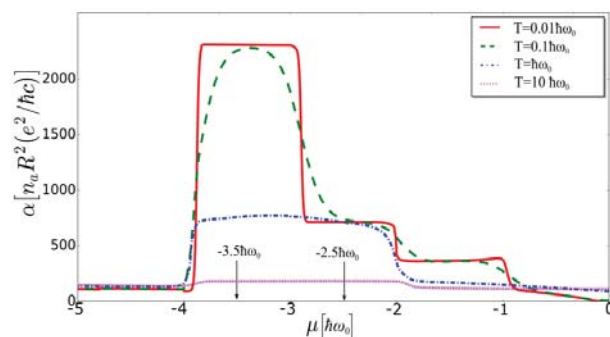
На рис. 2 представлен вклад внутризонных переходов в наноперфорированном графене. Этот вклад имеет характерный резонанс на частоте  $\omega = \omega_0$ . При низких температурах ( $T \ll \hbar \omega_0$ ) амплитуда резонанса, пропорциональная  $\gamma_l^{-1}$ , определяется переходом  $l \rightarrow l-1$ , для которого уровень  $l-1$  полностью заполнен, а  $l$  – пуст. С ростом температуры вклад в резонансное значение даёт всё большее число возможных переходов между ближайшими уровнями КС из-за квазиэквидистантного характера спектра последних (максимальное абсолютное значение орбитального момента КС ограничено условием  $|l| < 1/|a|$ ).

Поэтому зависимость от температуры может быть или монотонной (рис. 2а) или немонотонной (рис. 2б) в зависимости от положения уровня Ферми и значения параметра  $a$ . Немонотонность поведения объясняется тем, что переходы с большим  $|l|$  дают больший вклад в поглощение (см. рис. 3), несмотря на то, что разность заселенностей крайних уровней падает с ростом температуры.



**Рис. 2.** Коэффициент поглощения наноперфорированного графена как функция частоты при значении феноменологического краевого параметра  $a = -0.15$  при двух положениях уровня Ферми:  $\mu = -3.5\hbar\omega_0$  (рис. 1а),  $\mu = -2.5\hbar\omega_0$  (рис. 2б). Резонансная частота равна 5 ТГц при  $R = 10$  нм. На левых вставках показаны зависимости амплитуды резонанса от температуры для соответствующих значений уровня Ферми.

Зависимость величины поглощения на резонансной частоте от положения уровня Ферми, представленная на рис. 3 демонстрирует возможность управления величиной отклика на резонансной частоте при помощи затвора. При низких температурах и достижимых на опыте [1] значений концентрации антиотечек  $n_a \approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$  абсолютное значение коэффициента поглощения может достигать нескольких процентов (для  $a = -0.15, -4\hbar\omega_0 < \mu < -3\hbar\omega_0$ ).



**Рис. 3.** Зависимость величины поглощения на резонансной частоте от положения уровня Ферми при  $a = -0.15$ .

*Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-12-10411).*

### Литература

1. Ю.И. Латышев, А.П. Орлов, А.В. Фролов и др. // Письма в ЖЭТФ, т. 98, 242 (2013).
2. В.А. Волков, И.В. Загороднев // ФНТ, т. 35, 5 (2009).
3. В.В. Еналдиев, В.А. Волков // Письма в ЖЭТФ, т.104, 646 (2016).

# Цепочка петель нулей дираковского спектра в магнитном и электрическом полях

В.И. Гавриленко<sup>1</sup>, А.А. Перов<sup>2</sup>, А.П. Протогенов<sup>2,3\*</sup>, Р.В. Туркевич<sup>2,3</sup>, Е.В. Чулков<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, 603950.

<sup>3</sup> Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, 603950.

<sup>4</sup> Departamento de Fisica de Materiales, Universidad del Pais Vasco, 20080 San Sebastian/Donostia, Spain.

<sup>5</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504.

\* alprot@appl.sci-nnov.ru

Рассматривается цепочка петель, состоящих из нулей дираковского спектра, в несимметричных кристаллических соединениях, помещенных в внешние взаимно перпендикулярные магнитное и электрическое поля. Получено точное выражение для спектра. Его анализ указывает на существование линии критических значений электрического и магнитного поля, при которых возможен квантовый фазовый переход в бесщелевое состояние.

Пространства вырождения энергетического спектра электронов в кристаллах, в которых валентная зона соприкасается с зоной проводимости могут быть точки [1, 2] или линии и в некоторых высокоразмерных случаях - поверхности [3]. Начиная с дираковских фермионов в графене, а затем в топологических диэлектриках, где пространство вырождения состоит из дираковских точек, история открытия новых электронных фазовых состояний получила развитие в трехмерном случае в дираковских и вейлевских полуметаллах.

В настоящей работе мы рассмотрим спектр электронных состояний в кристаллах, где имеет место несимметричная симметрия [4]. Для нескольких пространственных групп [5] линия нулей в случае несимметричной симметрии возникает на различных взаимно перпендикулярных высоко-симметричных плоскостях. В класс  $XY_4$  материалов с такими особенностями спектра входят несколько соединений:  $IrF_4$ ,  $TaCl_4$ ,  $TaI_4$ ,  $ReF_4$ ,  $TaBr_4$ ,  $IrBr_4$ .

В отсутствие внешних полей гамильтониан Дирака, содержащий несимметричные линии нулей, в  $\mathbf{k}$ -p приближении инвариантной относительно инверсии времени модели [5] имеет вид:

$$\hat{H} = \hbar v_F [k_x \gamma_1 + k_y \gamma_2 + k_z \gamma_3] + w \gamma_{34}. \quad (1)$$

В этом выражении  $v_F$  - характеристическая скорость,  $\gamma_{34} = -i/2[\gamma_3, \gamma_4]$ . Матрицы Дирака  $\gamma_1 = -\tau^z \sigma^y$ ,  $\gamma_2 = \tau^z \sigma^x$ ,  $\gamma_3 = \tau^y \hat{I}$ ,  $\gamma_4 = \tau^x \hat{I}$  ( $\hat{I}$  - единичная матрица), удовлетворяют коммутационным соотношениям  $\{\Theta, \gamma_a\} = 0$ ,  $[\Theta, \gamma_{34}] = 0$ , где оператор  $\Theta = i\sigma^y K$  содержит оператор  $K$  комплексного сопряжения и

является оператором инверсии времени. Вид матриц Дирака выбран так, что  $\tau$ -матрицы Паули образуют  $(2 \times 2)$ -блоки, а  $\sigma$ -матрицы являются элементами внутри этих блоков.

Будем считать, что магнитное поле  $H$  направлено по оси  $z$ , а электрическое поле с напряженностью  $E$  вдоль оси  $y$ . Вклад магнитного поля в дисперсионную зависимость мы учтем с помощью стандартной замены компонент квазиимпульса  $\hbar k_i$  на калибровочно инвариантное выражение  $\Pi_i = \hbar k_i + e A_i$  содержащее компоненты векторного потенциала  $A_i = (-Hy, 0, 0)$ . Тривиальный вклад электрического поля будет определяться дополнительным к (1) слагаемым  $-eEy\hat{I}$ , где  $-e$  - заряд электрона. После громоздких вычислений мы приходим к следующему выражению для спектра возбуждений

$$\varepsilon_{n, \pm k_z}(k_x; E) = -eEl_H^2 k_x \pm \sqrt{(\hbar v_F k_z)^2 + (\Delta_{eff})^2}, \quad (2)$$

$$\text{где } \Delta_{eff} = w \pm \text{sign}(n) \varepsilon_F \left(1 - \frac{E^2}{H^2 v_F^2}\right)^{3/4} \sqrt{|n|},$$

$$\varepsilon_F = \sqrt{2} v_F \hbar / l_H, \quad l_H = (\hbar / eH)^{1/2}.$$

Волновая функция есть биспинор,  $\Psi_0 = (\Psi, 0)^T$  компоненты которого равны:

$$\Psi_{n, \pm k_x, k_z}(x, y, z) = \frac{1}{N} e^{ik_x x + ik_z z} e^{-\frac{\theta}{2} \sigma_x} \left( \phi_{|n|-1}(\xi), \pm i \phi_{|n|}(\xi) \right)^T, \quad (3)$$

$$\xi = (1 - \beta^2)^{1/4} / l_H (y + l_H^2 k_x + \text{sgn}(n) \cdot \sqrt{2|n|\beta} / (1 - \beta^2)^{1/4}), \quad (4)$$

где  $\beta = E/Hv_F = \text{th}\theta$ ,  $N$  – нормировочный множитель. В выражении  $\varphi_n(\zeta)$  – собственная функция гармонического осциллятора.

Обсудим предельные случаи, следующие из выражения (2). В отсутствии электрического поля при  $w=0$  мы имеем хорошо известное выражение [6] для спектра релятивистской частицы во внешнем магнитном поле. Если  $w \neq 0$  и  $\mathbf{E}=0$ , то мы получаем ответ, найденный в работе [5]. При  $w=0$ ,  $\mathbf{E} \neq 0$  и  $k_z=0$  мы возвращаемся к результатам работ [7,8]. Как и в последних работах, в нашем трехмерном случае мы сталкиваемся с явлением коллапса уровней Ландау за счет множителя  $\alpha = 1 - E^2/(H^2 v_F^2)$ .

Квантовый фазовый переход обычно связан с обращением в нуль щели в энергетическом спектре, которая равна нулю в плоскости  $(E, H)$  на линии, которая описывается следующей формулой

$$E(H) = v_F H \left( 1 - \left( \frac{H_n}{H} \right)^{\frac{2}{3}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

Здесь  $H_n = w^2 / (2\hbar e v_F^2 |n|)$  (см. [5]). При различных значениях номера уровня Ландау  $n$  возникающая совокупность критических линий квантового фазового перехода с увеличением магнитного поля при  $H > H_1$  ограничена пределом  $E = v_F H$ .

Полученное нами точное решение проблемы о спектре и состояниях в материалах с распределением дираковских петель в спектре в виде цепочек, помещенных во внешние магнитное и электрическое поля, может использоваться в различных приложениях. Например при вычислении проводимости  $\sigma(\omega, q)$ . Возникающий в этом случае резонансный знаменатель  $\varepsilon_{n,p_z} + \hbar\omega = \varepsilon_{n',p_z+\hbar q}$  вместе с

числителем восприимчивости, отражающим условие запрета или возможность квантового перехода из состояния с квантовыми числами  $(n, p_z)$  в состояние с числами  $(n', p_z + \hbar q)$ , дает возможность решить несколько проблем. Такой подход позволяет построить области затухания Ландау при произвольных частотах  $\omega$  и волновых векторах  $q$ . В этих областях действительная часть проводимости отлична от нуля и определяет коэффициент затухания

коллективных мод. Кроме того, внутри областей затухания Ландау возможно существование дополнительных окон прозрачности, в которых могут распространяться коллективные возбуждения.

Отличие рассматриваемой нами ситуации от нерелятивистского спектра электронов в квантующем магнитном поле состоит в учете конечной щели  $w$ , релятивистского характера проблемы и в использовании модифицированного за счет влияния электрического поля выражения для циклотронной частоты:  $\tilde{\omega}_c = \sqrt{2}(v_F/l_H)(1 - \beta^2)^{3/4}$ . Последнее

означает, что изменение такого параметра, как напряженность электрического поля  $E$ , позволит управлять резонансными явлениями в рассматриваемой среде.

*Эта работа была частично поддержана грантом РФФИ № 17-02-00471 (Р.В.Т.), проектом №. 15.61.202.2015 Санкт-Петербургского государственного университета (Е.В.Ч.) и грантом № ИТ-756-13 университета г. Сан Себастьян (Е.В.Ч.). Один из авторов (А.П.П) выражают благодарность Международному центру физики в Сан Себастьяне за гостеприимство.*

## Литература

1. C. Herring // Phys. Rev. **52** (4), 365 (1937).
2. G.E. Volovik. The Universe in a Helium Droplet, Oxford University Press, New York, 2003.
3. Biao Lian, Shou-Cheng Zhang // Phys. Rev. B **94**, 041105 (2016).
4. Y.X. Zhao, A.P. Schnyder // Phys. Rev. B **94**, 195109 (2016).
5. T. Bzdusek, Q.-S. Wu, A. Ruegg, M. Sigrist, A.A. Soluyanov. Nodal chain metals, arXiv:1604.03112.
6. M. Orlita, D.M. Basko, M.S. Zholudev, F. Teppe, W. Knap, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckii, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.-L. Barra, G. Martinez, M. Potemski // Nature Physics **10**, 233 (2014).
7. N.M.R. Peres, E.V. Castro // J. Phys. Cond. Mat. **19**, 406231 (2007).
8. V. Lukose, R. Shankar, G. Baskaran // Phys. Rev. Lett. **98**, 116802 (2007).

# Фотоэлектрические явления в пленках $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в области прямого и инверсного спектра

А.В. Галеева<sup>1</sup>, А.И. Артамкин<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>, С.Н. Данилов<sup>3</sup>, Л.И. Рябова<sup>4</sup>, Д.Р. Хохлов<sup>1,5</sup>

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

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

\*galeeva@physics.msu.ru

Фотопроводимость и фотогальваномагнитный эффект исследованы в пленках  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  в диапазоне составов, включающих области прямого и инверсного спектра. Возбуждение осуществлялось лазерными импульсами с длиной волны 280 мкм. Обнаружено, что при переходе через точку инверсии зон сигналы фотопроводимости и фотогальваномагнитного эффекта изменяют знак. При этом отрицательный фотоотклик наблюдается в образцах с прямой зонной структурой. Фотогальваномагнитный эффект характеризуется немонотонной зависимостью амплитуды от магнитного поля с резким максимумом в слабых полях  $\sim 0.1$  Тл. Данные интерпретируются с учетом характера перестройки энергетического спектра с изменением состава  $x$ .

## Введение

Обнаружение топологических фаз в твердых растворах с перестраиваемым энергетическим спектром обуславливает повышенное внимание к изучению составов, близких к точке инверсии зон [1]. В  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (КРТ) бесщелевое состояние реализуется при  $x = 0.165$ . Область составов  $x > 0.165$  характеризуется прямой щелью (тривиальная фаза), в составах с  $x < 0.165$  спектр является инверсным (топологическая фаза). Практический интерес к составам с малой щелью связан с потребностью создания чувствительных фотоприемников не только в инфракрасной области спектра [2], но и в терагерцовом частотном диапазоне. В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования фотопроводимости (ФП) и фотогальваномагнитного эффекта в полупроводниковых структурах на основе КРТ как с прямой, так и с инверсной зонной структурой. В качестве источника подсветки были использованы лазерные импульсы с энергией 4.42 мэВ ( $\lambda = 280$  мкм).

## Исследованные образцы и методика эксперимента

Образцы были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs в направлении (013) с последовательными слоями: буферные слои ZnTe, CdTe, широкозонный полупровод-

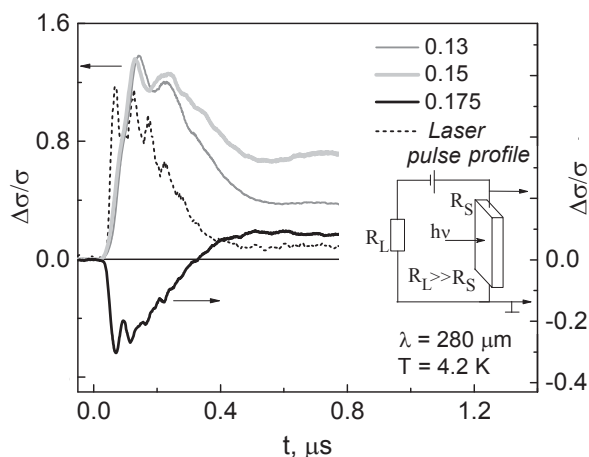
ник  $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ , рабочий слой  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  толщиной  $\sim 4 - 5$  мкм и верхний барьерный слой – широкозонный  $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ . Исследованные образцы, отвечающие как инверсному энергетическому спектру ( $x = 0.126; 0.13; 0.15$ ), так и прямому ( $x = 0.175$ ), имеют n-тип проводимости. Концентрация носителей при  $T = 77$  К составляет  $\sim 10^{15} - 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

ФП в отсутствие магнитного поля и фотогальваномагнитный эффект в магнитных полях до 3 Тл исследованы при  $T = 4.2$  К в условиях воздействия импульсным лазерным излучением с длиной волны 280 мкм. Длительность импульса составляла  $\sim 100$  нс. Магнитное поле было направлено в плоскости образца нормально к падающему излучению.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлена кинетика ФП  $\Delta\sigma/\sigma$  для образцов с  $x = 0.13; 0.15; 0.175$ , где  $\sigma$  – значение проводимости до начала прохождения лазерного импульса,  $\Delta\sigma$  – изменение проводимости в условиях подсветки. Для всех исследованных структур кинетические зависимости фотоотклика достаточно сложны и могут быть представлены как суперпозиция двух процессов: быстрого (практически следующего за фронтом лазерного импульса) и медленного (задержанная ФП).

Знак и характер сигнала ФП, связанного с быстрыми процессами, в образцах с прямым и инверсным спектром качественно отличаются. В образцах с  $x < 0.16$  «быстрый» фотоотклик положителен, но несколько запаздывает по отношению к импульсу лазера. В структуре с  $x = 0.175$  быстрая ФП отрицательна, причем кинетика фотоотклика полностью повторяет форму лазерного импульса. Знак компоненты фотоотклика, соответствующей долговременным релаксационным эффектам, положителен как для образцов с инверсным, так и с прямым спектром.

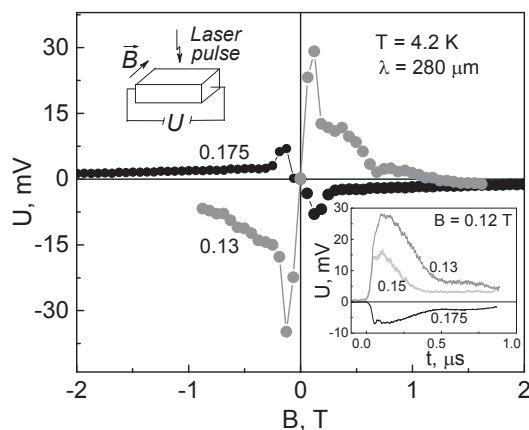


**Рис. 1.** Кинетика фотопроводимости образцов КРТ с инверсным ( $x = 0.13; 0.15$ ) и прямым ( $x = 0.175$ ) спектром. Пунктиром показан профиль лазерного импульса. На вставке представлена схема измерений.

Смена знака быстрого сигнала ФП при переходе через точку инверсии может быть обусловлена отсутствием генерации носителей в структуре с  $x = 0.175$ , поскольку для этого состава прямая щель составляет  $\sim 20$  мэВ, что существенно превышает энергию кванта лазерного излучения. Амплитуда отрицательной ФП в этой структуре в несколько раз ниже, чем амплитуда положительного фотоотклика в структурах с инверсным спектром. Отрицательная ФП может быть связана с процессами разогрева электронного газа. Нельзя также исключить возможное влияние на ФП дефектных состояний, в том числе на гетерограницах структуры [3].

Измерения фотогальваномагнитного эффекта были проведены в соответствии со схемой, представленной на вставке на рис. 2. Полевые зависимости амплитуды фотогальваномагнитного эффекта для

всех исследованных структур имеют схожие особенности. Амплитуда эффекта (максимальное значение фотоэдс) изменяется немонотонно с увеличением магнитного поля и характеризуется наличием экстремума в поле  $\sim 0.1$  Тл с последующим резким снижением значения фотоэдс почти до нуля при дальнейшем росте магнитного поля (рис. 2). Однако фотогальваномагнитный сигнал в образце с  $x = 0.175$  противоположен по знаку и значительно ниже по амплитуде по сравнению со значениями фотоэдс, зарегистрированными в образцах с инверсным спектром.



**Рис. 2.** Зависимость амплитуды фотогальваномагнитного эффекта от магнитного поля для образцов с  $x = 0.13; 0.175$ . На вставках представлены схема измерений и кинетика фотогальваномагнитного эффекта в образцах с  $x = 0.13; 0.15; 0.175$  в магнитном поле 0.12 Тл.

Таким образом, представленные результаты свидетельствуют о качественно различном характере фотоэлектрических явлений в исследованных структурах в области составов, соответствующих прямому и инверсному спектру.

*Авторы выражают благодарность Г.М. Минькову за помощь при изготовлении образцов. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 16-12-10071.*

## Литература

1. A. Bansil, H. Lin, T. Das // *Rev. Mod. Phys.*, V. 88, 021004 (2016).
2. A. Rogalski // *Rep. Prog. Phys.*, V. 68, 2267 (2005).
3. V.V. Rumyantsev, S.V. Morozov, A.V. Antonov *et. al.* // *Semicond. Sci. Technol.*, V.28, 125007 (2013).

# Особенности релаксации электронов в дираковских полуметаллах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$

А.В. Галеева<sup>1,\*</sup>, И.В. Крылов<sup>1</sup>, К.А. Дроздов<sup>1</sup>, А.Ф. Князев<sup>2</sup>, А.В. Кочура<sup>3</sup>,  
А.П. Кузьменко<sup>3</sup>, В.С. Захвалинский<sup>4</sup>, С.Н. Данилов<sup>5</sup>, Л.И. Рябова<sup>1</sup>, Д.Р. Хохлов<sup>1, 6, §</sup>

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup> Курский монтажный техникум, ул. Советская, 14, Курск, 305016, Россия.

<sup>3</sup> Юго-Западный государственный университет, ул. 50 лет Октября, 94, Курск, 305040, Россия.

<sup>4</sup> Белгородский национальный исследовательский университет, ул. Победы, 85, Белгород, 308015, Россия.

<sup>5</sup> Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия.

<sup>6</sup> Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия.

\*galeeva@physics.msu.ru, §khokhlov@phys.msu.ru

В работе показано, что в твердых растворах на основе дираковских полуметаллов  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$  могут формироваться поверхностные электронные состояния с высокой подвижностью и спиновой поляризацией. Данное утверждение основано на результатах исследования фотоэлектромагнитного эффекта, индуцированного лазерным терагерцовым излучением.

## Введение

Дираковские полуметаллы относятся к топологически нетривиальным материалам, в которых наблюдается линейный закон дисперсии и вырожденный по спину энергетический спектр объемных носителей. Существование фазы дираковского полуметалла в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  было подтверждено экспериментально с помощью ARPES [1–3]. При этом на поверхности состояния со спиновой поляризацией не зарегистрированы, возможно, в силу экспериментальных ограничений. Тем не менее, формирование в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  таких поверхностных состояний, подобных краевым состояниям в трехмерных топологических изоляторах, не исключено. Эффективным методом зондирования носителей в поверхностном слое в ряде случаев оказывается изучение диффузионных потоков неравновесных электронов и дырок, возникающих при комбинированном воздействии излучения и магнитного поля (фотоэлектромагнитный (ФЭМ) эффект).

## Образцы и методика эксперимента

В настоящей работе представлены результаты исследования ФЭМ эффекта в твердых растворах  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ , в которых при изменении состава  $x$  наблюдается переход из фазы дираковского полуметалла с инверсной структурой зон при  $x < 0.08$  в тривиальное состояние с прямым энергетическим спектром при  $x > 0.08$  [4]. Монокристаллы  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$  ( $x = 0,012; 0,045; 0,25$ )  $n$ -типа проводимости были выращены из газовой фазы. Холлов-

ские значения подвижности при  $T = 4.2$  К составляют  $\sim 10^5$   $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$ , концентрация свободных электронов  $\sim 10^{17}$   $\text{cm}^{-3}$ . ФЭМ эффект возбуждался терагерцовыми лазерными импульсами с длиной волны 90 мкм и 148 мкм длительностью  $\sim 100$  нс в магнитном поле до 3 Тл при температуре 4.2 К.

## Экспериментальные результаты

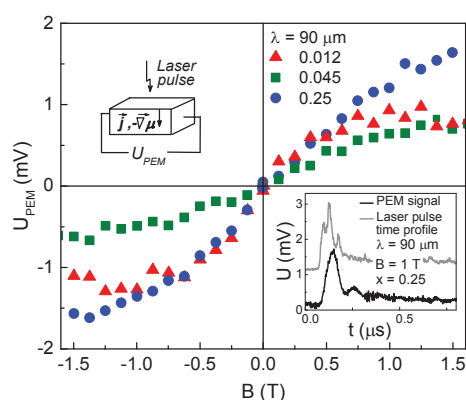
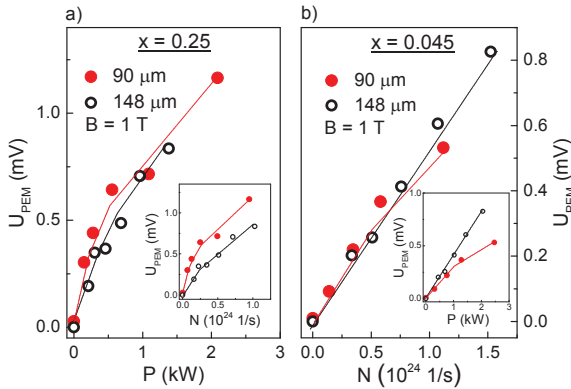


Рис. 1. Полевые зависимости амплитуды ФЭМ эффекта на длине волны 90 мкм. На вставках: схема эксперимента, типичные временные зависимости лазерного импульса и сигнала ФЭМ эффекта.

В исследованных образцах ФЭМ эффект наблюдается как в области прямого, так и в области инверсного спектра, причем знак ФЭМ сигнала одинаков и соответствует направлению потока электронов от поверхности в объем (рис. 1). В отсутствие генерации фотоносителей наблюдаемый ФЭМ эффект

может быть обусловлен повышенными значениями подвижности поверхностных носителей заряда.

Анализ зависимости амплитуды ФЭМ эффекта от мощности показал, что в образце  $x = 0,25$  (прямой спектр) амплитуда ФЭМ эффекта однозначно зависит от мощности падающего излучения, тогда как в образце  $x = 0,045$  (инверсный спектр) амплитуда ФЭМ эффекта определяется числом падающих квантов в единицу времени.



**Рис. 2.** а) Зависимость амплитуды ФЭМ эффекта  $U_{\text{FEM}}$  от мощности падающего терагерцового излучения  $P$  при  $T = 4.2$  К для длин волн лазерного излучения 90 и 148 мкм для образца  $(\text{Cd}_{0.75}\text{Zn}_{0.25})_3\text{As}_2$ , находящегося в тривиальной фазе. На вставке: те же данные, построенные в зависимости от потока падающих квантов; б) Зависимость амплитуды ФЭМ эффекта от потока падающих квантов  $N$  при  $T = 4.2$  К для длин волн лазерного излучения 90 и 148 мкм для образца  $(\text{Cd}_{0.955}\text{Zn}_{0.045})_3\text{As}_2$ , находящегося в фазе дираковского полуметалла. На вставке: те же данные, построенные как функция мощности лазерного излучения  $P$ .

## Обсуждение результатов

Подобный результат ранее наблюдался в твердых растворах  $(\text{Bi}_{1-y}\text{In}_y)_2\text{Se}_3$ , демонстрирующих переход из фазы трехмерного топологического изолятора в тривиальную фазу [5]. Было показано, что диффузионный поток электронов от поверхности в объем вырожденных полупроводников может возникнуть только в случае, когда существуют поверхностные электронные состояния с повышенной относительно объема подвижностью. Амплитуда эффекта, однако, масштабировалась по-разному для топологической и тривиальной фазы в зависимости от интенсивности падающего излучения. В работе [5] было высказано предположение, что эффект связан с различным соотношением между характерными

временами термализации фотовозбужденных носителей заряда  $\tau_{\text{th}}$  и их диффузии вглубь образца  $\tau_{\text{dif}}$ . В случае тривиального изолятора  $\tau_{\text{th}} \ll \tau_{\text{dif}}$ , поэтому фотовозбужденные электроны сначала термализуются, а затем начинают диффундировать вглубь образца. В результате эффект обусловлен мощностью падающего излучения. В противоположном случае, когда  $\tau_{\text{th}} \gg \tau_{\text{dif}}$ , сначала начинается диффузия, и только потом происходит термализация, и тогда количество диффундирующих электронов определяется потоком квантов.

Зависимость амплитуды сигнала ФЭМ эффекта от потока падающих квантов в области инверсного спектра может быть обусловлена замедленной термализацией электронного газа вследствие подавления электрон-электронного взаимодействия. Причины столь значительного подавления межэлектронного взаимодействия в топологических изоляторах связаны с резким уменьшением эффективного количества взаимодействующих электронов. В работе [5] было высказано предположение, что такое уменьшение может быть обусловлено жесткой «привязкой» направлений спина и импульса электрона в топологических изоляторах, в связи с чем поверхностные электроны могут эффективно взаимодействовать только с электронами с заданным направлением спина, а не со всей Ферми-сферой, как в случае тривиальных изоляторов. Данные настоящей работы показывают, что спиновая текстура поверхностных состояний может появляться не только в топологических изоляторах, но и в дираковских полуметаллах.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 16-12-10071.*

## Литература

1. S. Borisenko et al. // Physical Review Letters, V. 113, 027603 (2014).
2. Z.K. Liu et al. // Nature Materials, V. 13, 677 (2014).
3. M. Neupane et al. // Nature Communications, V. 5, 3786 (2014).
4. E.K. Arushanov et al. // Soviet Physics of Semiconductors, V. 17, 759 (1983).
5. A.V. Galeeva et al. // Semiconductor Science and Technology, V. 31, 095010 (2016).



# Влияние эффекта Штарка на интенсивность фотолюминесценции в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами

Д.М. Гапонова<sup>1,2,\*</sup>, Д.И. Крыжков<sup>1</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1,2</sup>, Л.В. Красильникова<sup>1,2</sup>,  
А.И. Охапкин<sup>1</sup>, С.А. Краев<sup>1</sup>, К.С. Журавлев<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950.

<sup>2</sup> ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, пр.Гагарина, 23, 603950.

<sup>3</sup> ИФП им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090.

\*dmg@ipmras.ru

При резонансном и нерезонансном оптическом возбуждении экситонных состояний в квантовых ямах (КЯ) исследовано влияние поперечного (перпендикулярного слоям гетероструктуры) электрического поля на интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) структур GaAs/AlGaAs. При резонансном возбуждении основного или возбужденного экситонного состояний в узкой КЯ наблюдалось как возрастание интенсивности ФЛ в соседней широкой КЯ, так и резкое (в два и более раз) уменьшение интенсивности ФЛ соседней КЯ.

Методами низкотемпературной ( $T=4.2$  К) фотолюминесценции (ФЛ) и фотолюминесценции возбуждения (ВФЛ) были исследованы гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x=0.45$ ), выращенные методом МОГФЭ на полуизолирующих GaAs подложках. Структуры содержали 2 или 3 квантовые ямы (КЯ) различной толщины (10–20 нм), разделенные барьерами шириной 15–28 нм. Такая ширина барьеров позволяет считать их туннельно-непрозрачными при времени жизни фотовозбужденных носителей в КЯ  $< 1$  нс [1]. Возбуждение межзонных оптических переходов в области 700–950 нм в непрерывном режиме осуществлялась титан-сапфировым лазером «Matisse TR», перестраиваемым с шагом 0.2 нм, мощность возбуждения варьировалась от 0.1 мВт до 5 мВт.

Проведенные ранее исследования показали, что изменение интенсивности ФЛ из более широкой КЯ при резонансном возбуждении тяжелого или легкого экситонного перехода в соседней более узкой КЯ не всегда может быть объяснено в модели излучательного ближнепольного переноса [1–3]. Более того, в экспериментах наблюдалось как увеличение интенсивности ФЛ, так и значительное, местами почти до нуля, падение интенсивности ФЛ, относящееся к основному переходу в более широкой КЯ. В зависимости от условий эксперимента (охлаждение на свету/в темноте, возбуждение коротковолновым излучением большой мощности и т.д.) наблюдалось так же изменение интенсивности линии ФЛ, связанной с

рекомбинацией в GaAs. На рис. 1 приведена серия спектров возбуждения ФЛ. Видно, что при длине волны возбуждения, совпадающей с длиной волны ФЛ основного перехода в узкой КЯ (диапазон 791.5–793 нм), имеется провал в спектре ФЛ, относящегося к более широкой КЯ (807–809 нм).

В условиях, когда положение и форма линий ФЛ из КЯ сохраняются при изменении длины волны возбуждения, изменение спектра может происходить за счет перепоглощения в широкой КЯ дипольной компоненты экситонного излучения более узкой КЯ.

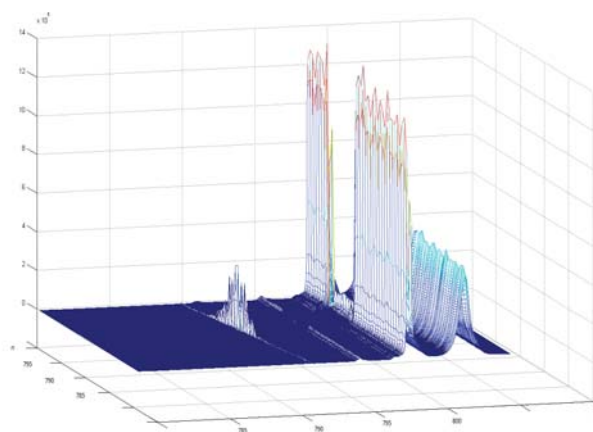


Рис. 1. Серия спектров возбуждения гетероструктуры. По оси x отложено изменение длины волны ФЛ, по оси y – изменение длины волны возбуждения, по оси z – относительная интенсивность ФЛ.

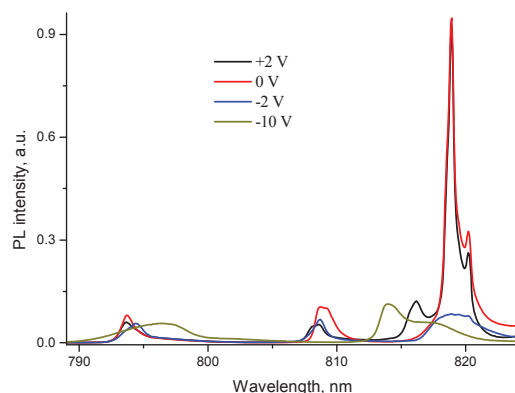
Это связано с более эффективным поглощением излучения ФЛ узкой КЯ по отношению к излучению возбуждающего лазера [4]. В случаях, когда изменение длины волны возбуждения приводило к изменению положения и формы линий ФЛ, наблюдалось как увеличение, так и уменьшение интенсивности ФЛ из более широкой КЯ, причем количественно увеличение интенсивности ФЛ не совпадало с предсказанным в рамках модели ближнепольного переноса.

Мы связываем наблюдаемые эффекты с изменением локального встроенного электрического поля в гетероструктурах. Фотовозбужденные электроны и дырки изменяют напряженность этого поля вследствие кулоновской экранировки. Изменение электрического поля приводит к изменению перекрытия волновых функций электронов и дырок и, соответственно, к изменению интенсивности излучения. Таким образом, становится невозможным разделить влияние на интенсивность ФЛ процесса ближнепольного перепоглощения и изменения напряженности электрического поля.

Для исследования влияния на интенсивность ФЛ поперечного слоям КЯ электрического поля на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs были сформированы мезоструктуры с полупрозрачными кольцевыми контактами диаметром 340 мкм на поверхности и сплошными контактами со стороны подложки. Под золотые контакты на поверхность образца наносился диэлектрический слой нитрида кремния толщиной 30 нм, что позволяло прикладывать к образцу электрическое напряжение до 20 В без протекания электрического тока. Спектры ФЛ приведены на рис. 2.

Осаждение аморфных пленок нитрида кремния осуществлялось в индуктивно-связанной плазме SiH<sub>4</sub>/Ar+N<sub>2</sub> на модернизированной установке плазмохимического травления Oxford Plasmalab 80 Plus по методу ICP-CVD. Формирование золотых контактов толщиной 100 нм и 10 нм на слое SiN<sub>x</sub> осуществлялось методом обратной (взрывной) фотолитографии. Для улучшения качества получаемого рисунка в качестве подслоя под фоторезист было использовано средство для улучшения адгезии фоторезиста к поверхности структуры TI PRIME.

На рис. 2 приведены спектры ФЛ мезоструктуры с кольцевым контактом на поверхности в диапазоне приложенных напряжений ± 20 В. Видно, что при приложении внешнего напряжения происходит изменение положения и формы линий в спектре ФЛ как от квантовых ям, так и от GaAs. Исследования спектров показали, что при конкретных условиях в структуре может быть несколько метастабильных состояний распределения электрического поля.



**Рис. 2.** Спектры ФЛ мезоструктуры (GaAs/Al<sub>0.45</sub>Ga<sub>0.55</sub>As, КЯ шириной 10 нм, 16 нм и 28 нм) при приложении внешнего электрического напряжения от –10 В до 2 В.

В спектрах ВФЛ наблюдалось увеличение интенсивности люминесценции из более широкой КЯ при резонансном возбуждении соседней узкой КЯ. Величина эффекта была максимальна при малой мощности возбуждения (доли мкВт), при этом интенсивность люминесценции из широкой КЯ возрастала в 3 раза, и уменьшалась с ростом мощности практически до нуля, что можно связать с экранировкой неравновесными носителями полей вызывающих данный эффект.

Приложенное напряжение слабо влияло на величину эффекта, хотя при сильных обратных смещениях, при которых спектр ФЛ структуры сильно менялся, эффект пропадал. Таким образом, не поперечное поле является причиной возникновения эффекта. Можно предположить, что эффект определяется продольными (вдоль КЯ) полями, которые могут возникнуть при неоднородном по поверхности захвате носителей на дефекты на поверхности образца.

## Литература

1. S.K. Lyo // *Physical Review B*, V.62, 13641 (2000).
2. В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова и др. // *ЖЭТФ*, Т. 144, 1080 (2013).
3. В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков // *ФТП*, Т. 50, 1720 (2016).
4. В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова и др. // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 94, 890 (2011).

# Зеемановское расщепление электронного спектра в широких квантовых ямах HgTe

А.В. Германенко<sup>1,\*</sup>, Г.М. Миньков<sup>1,2</sup>, О.Э. Рут<sup>1</sup>, А.А. Шерстобитов<sup>1,2</sup>,  
С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

<sup>2</sup> Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>4</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

\*alexander.germanenko@urfu.ru

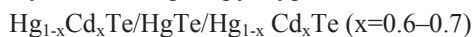
Исследованы осцилляции Шубникова-де Гааза в наклонных магнитных полях в структурах HgCdTe/HgTe/HgCdTe с шириной ямы 16 и 20.2 нм. Определено отношение спинового расщепления к орбитальному в зоне проводимости в широком диапазоне концентрации электронов. Величина этого отношения и его зависимость от концентрации удовлетворительно согласуется с расчетами спектра в рамках 8-зонной кР модели. Показано, что эффективный g-фактор анизотропен,  $g_{\parallel} < g_{\perp}$ . Анизотропия очень велика при малых концентрациях, но быстро уменьшается с ростом концентрации, стремясь к единице при  $n = (3-4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

## Введение

Энергетический спектр гетероструктур с квантовыми ямами HgTe исследован во многих экспериментальных работах. Основное внимание уделялось изучению спектра зоны проводимости: зависимости энергии от квазиимпульса, эффективной массы электронов от концентрации. В целом эти результаты неплохо описываются в рамках кР модели как для ям с нормальным, так и с инвертированным спектром. Другими, очень важными параметрами спектра являются константы, описывающие зависимость энергии от спиновых степеней свободы: константа спин-орбитального взаимодействия, эффективный g-фактор. Они исследованы значительно меньше и систематическое экспериментальное изучение зеемановского расщепления электронов в квантовых ямах HgTe и сопоставление результатов с теоретическими расчетами отсутствует.

## Эксперимент

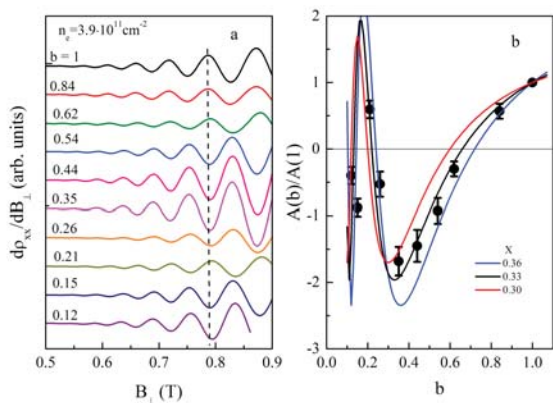
Исследуемые гетероструктуры



были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013) и имели ширину ямы 16 нм и 20.2 нм. Измерения проводились на образцах в форме холловских мостиков, на основе которых были изготовлены полевые транзисторы. В качестве подзатворного диэлектрика использовался парилен, полевой электрод изготовлен из алюминия.

## Результаты и обсуждение

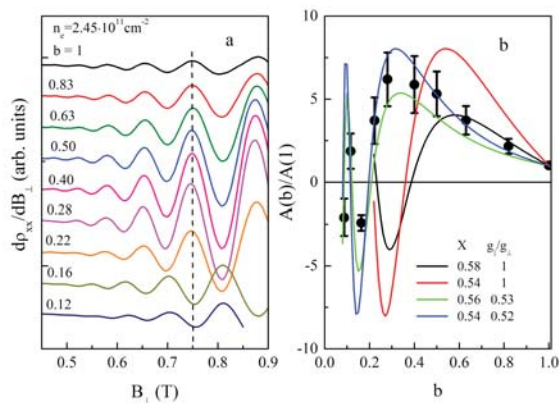
В настоящей работе зеемановское расщепление определялось из анализа осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) с использованием модифицированного метода совпадений. Он заключается в измерении зависимости амплитуды осцилляций от угла в малых магнитных полях, когда: еще не наблюдается квантовый эффект Холла; амплитуда осцилляций мала; осцилляции не расщеплены по спину. В этом случае можно пренебречь осцилляциями уровня Ферми, локализацией состояний вдали от центра уровней Ландау и ограничиться анализом амплитуды лишь первой гармоникой. На рис. 1а в качестве примера приведены осцилляции ШдГ при различных углах наклона в этой области магнитных полей для квантовой ямы шириной  $d=16$  нм и концентрации электронов  $n=3.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Видно, что при увеличении угла наклона: положения экстремумов не меняются; амплитуда осцилляций уменьшается, а при  $b=0.58$  максимумы трансформируются в минимумы; при дальнейшем повороте, при  $b=0.24$ , они вновь превращаются в максимумы. Здесь  $b$  – косинус угла между направлением магнитного поля и нормалью к плоскости гетероструктуры. На рис. 1б показана угловая зависимость относительной амплитуды осцилляций. Видно, что экспериментальные данные хорошо описываются теоретической кривой с  $X = 0.33 \pm 0.03$ , где  $X$  – отношении зеемановского и орбитального расщеплений.



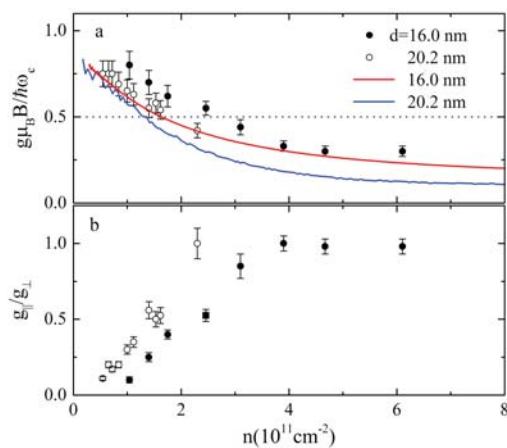
**Рис. 1.** (а) – осцилляции Шубникова – де Гааза, измеренные при разных углах для образца с  $d=16$  нм для  $n=3.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . (б) – угловая зависимость относительной амплитуды осцилляций в интервале полей (0.6 - 0.8) Тл. Символы – экспериментальные результаты, линии – расчет при разном значении  $X$ .

Рассмотрим теперь результаты для меньшей концентрации электронов,  $n=2.45 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (рис. 2). Из рис. 2а видно, что положения экстремумов, также как в предыдущем случае (рис. 1а), не меняются при повороте, но в отличие от рис. 1а относительная амплитуда осцилляций возрастает при малых углах. Анализ показал, что в простой модели изотропного  $g$ -фактора такое поведение не удастся описать ни при каких значениях  $X$ . Как видно из рис. 2б, экспериментальные данные прекрасно описываются, если предположить, что  $g$ -фактор анизотропен и в данном конкретном случае  $X=0.55$  и  $g_{\parallel}/g_{\perp}=0.52$ . Такие измерения и анализ были проведены в широком диапазоне концентраций. Полученные данные приведены на рис. 3. Там же приведены результаты, полученные на структуре с большей шириной ямы,  $d=20.2$  нм, и сравнение с теоретическими результатами, полученными в [1]. Видно, что теоретические значения неплохо согласуются с экспериментальными как по величине, так и по зависимости от концентрации. Некоторое отличие между теорией и экспериментом может быть связано с факторами, не учтенными в теории, например, асимметрией интерфейсов, формирующих квантовую яму [2].

К сожалению, мы не можем сравнить с теоретическим расчетом величину и зависимость от концентрации анизотропии  $g$ -фактора. Расчет энергетического спектра в продольном магнитном поле был сделан только в одной работе для структур с шириной ямы близкой к критической [3].



**Рис. 2.** (а) – Осцилляции, измеренные при разных углах, для образца  $d=16$  нм при  $n=2.45 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . (б) – Угловая зависимость относительной амплитуды и теоретические зависимости с параметрами, указанными на рисунке.



**Рис. 3.** Зависимость значений  $X$  (а) и анизотропии (б) от концентрации носителей. Линии – результат теоретического расчета [1].

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 16-02-00516 и № 15-02-02072) и Программы повышения конкурентоспособности УрФУ (соглашение №02.A03.21.0006).*

### Литература

1. M. Zholudev // Ph.D. thesis, University Montpellier 2, France (2013).
2. S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon et al. // Physical Review B, V. 91, 081302 (2015).
3. O.E. Raichev // Physical Review B, V. 85, 045310 (2012).

# Коллективные возбуждения одномерных электронов со спин-орбитальным взаимодействием, создаваемым зарядами изображения

Я.В. Гиндикин, В.А. Саблик\*<sup>\*</sup>

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Академика Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141190.

\* sablikov@gmail.com

Изучены коллективные моды спин-зарядовых возбуждений в одномерной электронной системе при наличии спин-орбитального взаимодействия, создаваемого зарядами изображения, образующимися на близко расположенном металле. Установлено, что при достаточно сильном спин-орбитальном взаимодействии частота одной из двух мод сильно уменьшается при малых волновых векторах и мода становится неустойчивой, если параметр спин-орбитального взаимодействия превышает критическую величину. Исследована спиновая и зарядовая структура мод.

## Введение

Доклад посвящен эффектам спин-орбитального взаимодействия, вызванного зарядами изображения, которые электроны изучаемой низкоразмерной системы наводят в близко расположенном проводнике. В таких условиях спин-орбитальное взаимодействие, как оказывается, приводит к новым нетривиальным эффектам [1]. В настоящей работе изучаются коллективные моды в одномерной системе взаимодействующих электронов при наличии такого спин-орбитального взаимодействия.

Интерес к спин-орбитальному взаимодействию под действием сил изображения возник в связи с недавними исследованиями спин-орбитального взаимодействия в поверхностных состояниях, формирующихся в потенциале сил изображения [2,3].

## Основные результаты

Детально рассматривается одномерная или квазиодномерная электронная система, связанная электростатически с расположенным вблизи проводником. Одномерные электроны наводят в проводнике заряды изображения. Обычно считается, что заряды изображения частично экранируют взаимодействие между электронами. Мы обращаем внимание на то, что заряды изображения создают также спин-орбитальное взаимодействие в изучаемой одномерной системе, которое может быть значительным, если толщина зазора между одномерной системой и проводником мала. Спин-орбитальное взаимодействие в таких системах имеет важное отличие от обычно рассматриваемого, так как оно существенно

зависит от электронной плотности и поэтому изменяется вместе с плотностью. В докладе показано, что это обстоятельство приводит к качественно новым эффектам, относящимся к структуре основного состояния и коллективным возбуждениям. При этом оказываются важными два аспекта проявления спин-орбитального взаимодействия, индуцированного зарядами изображения.

Один состоит в появлении механизма обратной связи между флуктуациями электронной плотности и нормальной компоненты электрического поля, которая при определенных условиях приводит к неустойчивости системы. Спонтанная флуктуация увеличения плотности приводит к увеличению электрического поля, которое в свою очередь вызывает понижение энергии электронов вследствие возрастания энергии спин-орбитального взаимодействия. В результате увеличивается поток электронов в область флуктуации и поэтому первоначальная флуктуация электронной плотности увеличивается дополнительно. Найдено критическое значение константы спин-орбитального взаимодействия  $\alpha$ , при котором этот процесс приводит к неустойчивости системы в условиях, когда химический потенциал системы фиксирован.

Другой аспект проявления спин-орбитального взаимодействия, индуцированного зарядами изображения, состоит в том, что оно влияет также на парное взаимодействие электронов, которое таким образом приобретает компоненту, зависящую от спина. Благодаря этому существенно перестраивается структура электронных корреляций.

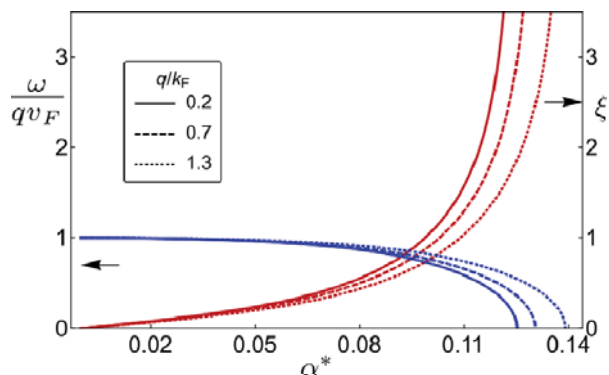
Мы изучили этот эффект в ситуации, когда фиксировано количество электронов в системе. Рассчитаны линейные отклики, найдены коллективные моды и изучена их спин-зарядовая структура, которая характеризуется параметром спин-зарядового разделения  $\xi = (n_+ + n_-) / (n_+ - n_-)$ , где  $n_+$  и  $n_-$  – флуктуации плотности электронов с противоположными спинами.

Имеются две моды, которые не разделяются на чисто зарядовую и чисто спиновую. Одна из них (а именно, та мода, которая в предельном случае отсутствия спин-орбитального взаимодействия является чисто спиновой,  $\xi = 0$ ) при увеличении константы спин-орбитального взаимодействия сильно смягчается. При некотором пороговом условии ее частота обращается в ноль, и она теряет устойчивость.

Неустойчивость возникает, когда эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия  $\alpha^*$  превышает критическое значение, которое зависит от потенциала электрон-электронного взаимодействия и по величине порядка единицы. Эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия зависит от расстояния  $2a$  между одномерной системой и затвором:  $\alpha^* = 4ate / (\pi \hbar^2 \epsilon a)$ , где  $a$  – параметр спин-орбитального взаимодействия Рашбы,  $m$  – эффективная масса,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость. Когда  $\alpha^*$  превышает критическое значение, неустойчивыми становятся возмущения с малым волновым вектором  $q$ .

Интересно, что на пороге неустойчивости состав рассматриваемой моды становится чисто зарядовым,  $\xi = \infty$ .

Это поведение иллюстрирует рис. 1, на котором показана зависимость фазовой скорости коллективных возбуждений неустойчивой моды,  $\omega/q$  от нормированного параметра спин-орбитального взаимодействия. Одновременно на пороге неустойчивости обращается в ноль жесткость зарядовой подсистемы.



**Рис. 1.** Зависимость фазовой скорости (левая вертикальная ось) и параметра спин-зарядовой структуры  $\xi$  (правая ось) неустойчивой моды от величины  $\alpha^*$  для разных значений волнового вектора  $q$ ,  $v_F$  – фермиевская скорость.

Обсуждаются механизмы стабилизации неустойчивости.

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 17-02-00309) и РАН.*

## Литература

1. Yasha Gindikin, V.A. Sablikov // Phys. Rev. B, V. 95, (2017) accepted for publication.
2. T. Nakazawa, N. Takagi, M. Kawai et al // Phys. Rev. B V. 94, 115412 (2016).
3. S. Tognolini, S. Achilli, L. Longetti et al // Phys. Rev. Lett. V. 115, 046801 (2015).

# Применение полупроводниковых сверхрешеток в качестве преобразователя частоты для передачи сигналов в ТГц-диапазоне частот

М.В. Голов<sup>1,2</sup>, В.А. Анфертьев<sup>2</sup>, В.Л. Вакс<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И.Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

Экспериментально показана возможность использования приборов на основе полупроводниковых сверхрешеток для систем ТГц связи. Они использовались как в качестве умножителя частоты, так и смесителя для работы в окне прозрачности воздуха 390 – 410 ГГц.

## Введение

В настоящее время одной из главных проблем в области беспроводных систем связи является увеличение скорости передаваемой информации и повышение качества передаваемой информации. Для разработки высокоскоростных систем связи привлекательным является терагерцевый (ТГц) диапазон частот (100 ГГц – 10 ТГц). Преимуществами данного диапазона является его слабая загруженность, возможность выделения широких полос, упрощенная процедура выделения частот.

Для осуществления связи в этих диапазонах необходимо осуществить перенос спектра сигнала на частоты ТГц диапазона. Для этих целей применяют преобразователи частоты и в приемнике, и в передатчике. Одними из наиболее перспективных приборов для преобразования частоты являются устройства на основе полупроводниковых сверхрешеток (СР). Диоды на СР обладают меньшей паразитной емкостью, чем диоды с барьером Шоттки, их нелинейность сохраняется вплоть до единиц ТГц [1]. В работе изучается возможность построения системы связи в субТГц частотном диапазоне, где в качестве элементов переноса частоты использованы устройства на основе СР.

## Описание эксперимента

В данной работе использовались приборы на основе СР, представляющие собой волноводные камеры с волновым фланцем (для гетеродина или накачки), рупорной антенны (выход умноженного излучения или приемная антенна смесителя) и коаксиальный

сма выход для сигнала промежуточной частоты ПЧ. Полупроводниковая СР представляет собой многослойную полупроводниковую GaAs/AlAs структуру, выращенную методом молекулярно-лучевой эпитаксии [2].

В качестве источников накачки излучающего умножителя и гетеродина использовались два синтезатора частот на основе лампы обратной волны (ЛОВ). Синтезаторы работают в диапазоне 118-160 ГГц, относительная нестабильность частоты составляет порядка  $10^{-8}$ . Излучения с частотами 133 ГГц и 133,55 ГГц подавались на умножитель и приемный смеситель на основе СР (рис. 1). Затем с помощью усилителей и анализатора спектра был зафиксирован спектр сигнала ПЧ.

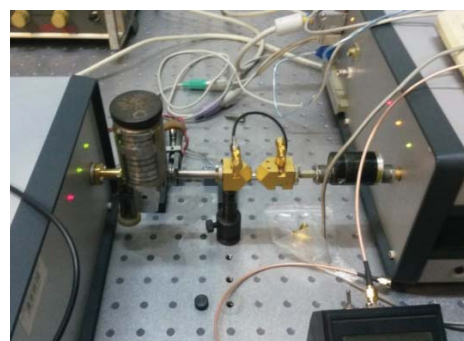


Рис. 1. Экспериментальная установка

Частоты синтезаторов были выбраны таким образом, чтобы частота третьей гармоники умножителя была больше критической частоты для выходных волноводов волноводных камер умножителя и смесителя на СР, равной 350 ГГц.

Умножитель частоты работал по третьей гармонике излучения, приемный смеситель по четвертой. Разностная частота была выбрана 1.65 ГГц (399 ГГц и 400,65 ГГц). Мощность сигнала на выходе смесителя составила –93 дБм.

Далее исследовалась возможность передачи сигналов сложной формы. Для этого кроме сигнала накачки на умножитель подавалась последовательность прямоугольных импульсов, частота следования которых составляла 1 МГц, длительность – 100 нс. Амплитуда импульсов выбиралась оптимальной по максимальному соотношению сигнал/шум. Третья гармоника умножителя в спектре кроме центральной частоты (2.2 ГГц) имела комбинационные составляющие, отстоящие друг от друга на 1 МГц. Спектр сигнала ПЧ, полученного приемом на смеситель модулированного импульсами сигнала представлен на рис. 2.

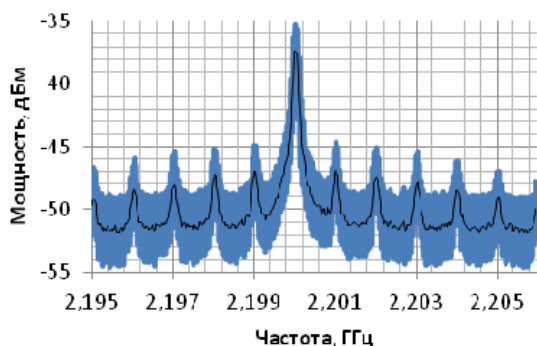


Рис. 2. Спектр ПЧ

от импульсно-модулированного сигнала.

Соотношение сигнал/шум между мощностью сигнала центральной частоты (полоса разрешения анализатора и ширина пика центральной частоты примерно равны) и спектрально плотностью мощности фона порядка 13 дБ. Спектральная полоса, в которой можно наблюдать сигнал составляет, по крайней мере 12 МГц и в данном случае ограничена соотношением сигнал/шум

крайних боковых полос и спектральной плотностью мощности шума фона.

## Заключение

Была показана возможность построения приемопередающей системы на основе полупроводниковых СР и изучены ее характеристики для немодулированного и АМ сигналов в окне прозрачности воздуха 395–405 ГГц.

Дальнейшим развитием работы будет определение оптимальных экспериментальных условий для максимально корректного восстановления временной реализации импульсных сигналов в системах субмиллиметровой связи. Будет определена частотная полоса передачи, что позволит определить скорость передачи данных в линии связи. Также планируется исследование возможности передачи нерегулярной последовательности импульсов в такой системе.

## 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 сильно легированных GaAs/AlAs – сверхрешеток // ФТП, 2004, т. 38, вып. 9
2. Д.Г. Павельев, Ю.И. Кошуринов, А.С. Иванов, А.Н. Панин, В.Л. Вакс, В.И. Гавриленко, А.В. Антонов, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, Экспериментальное исследование умножителей частоты на полупроводниковых сверхрешетках в терагерцовом диапазоне частот // Физика и техника полупроводников, т. 46(1), с. 125–129, 2012.



# Энергия связи биэкситона в эпитаксиальных квантовых точках Cd(Zn)Se/ZnSe

А.А. Головатенко\*<sup>1</sup>, М.А. Семина<sup>1</sup>, А.В. Родина<sup>1</sup>, Т.В. Шубина<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, 194021

\*sasha.pti@mail.ioffe.ru

Представлены результаты вариационного расчета энергии связи биэкситона в квантовых точках CdSe/ZnSe с различным видом локализирующего потенциала. Показано влияние учета сложной структуры валентной зоны, а также влияние используемых при расчете поляризационных членов в волновых функциях электронов и дырок на величину энергии связи биэкситона.

Размерное квантование электронов и дырок в наноструктурах приводит к росту их кулоновского взаимодействия и, как следствие, к увеличению энергии связи биэкситона. Так в эпитаксиальных квантовых точках Cd(Zn)Se/ZnSe энергия связи биэкситона может достигать 20-25 мэВ, что в 4-5 раз больше, чем в объемном материале. Такие квантовые точки, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, характеризуются плавным изменением состава от центра к периферии, хорошо описываемым гауссовым потенциалом для электронов и дырок [1]. Как известно, именно плавное изменение состава в коллоидных нанокристаллах CdSe приводит к подавлению безызлучательной Оже-рекомбинации биэкситонов [2]. Можно предположить, что аналогичный эффект может быть достигнут и в эпитаксиальных квантовых точках Cd(Zn)Se/ZnSe за счет контроля профиля локализирующего потенциала квантовой точки. Более того, управление ключевыми параметрами биэкситонов, одним из которых является энергия связи, имеет особое значение для создания однофотонных излучателей с повышенным быстродействием на основе квантовых точек Cd(Zn)Se/ZnSe, а также источников запутанных пар одиночных фотонов, работающих при комнатной температуре.

## Метод расчета

В работе представлены результаты вариационного расчета энергии связи биэкситона, локализованного в сферически симметричных модельных потенциалах: i) бесконечно глубокой прямоугольной ямы, ii) гармонического осциллятора и iii) потенциала Гаусса, имеющего конечную высоту потенциального барьера [2]. Все расчеты проводились в рамках кр-теории возмущений с использованием сферического гамильтониана Латтинжера для дырок. Анализ влияния сложной структуры валентной зоны

для дырок на величину энергии связи биэкситона производился для двух предельных значений отношения масс легкой и тяжелой дырки:  $m_{lh}/m_{hh}=0$  и  $m_{lh}/m_{hh}=1$ . Так как в системе Cd(Zn)Se/ZnSe разница диэлектрических проницаемостей матрицы и квантовой точки мала, то вклады зарядов изображения не учитывались. При этом для расчета использовалась высокочастотная диэлектрическая проницаемость в CdSe. Все потенциалы сравнивались исходя из условия одинаковой локализации в них электронов и дырок, то есть полагалось, что средние значения координат электрона и дырки относительно центра квантовой точки равны во всех потенциалах. Чтобы учесть корреляцию между одноименно заряженными частицами в биэкситоне, мы дополнительно добавляли в волновые функции электронов и дырок вариационные поляризационные члены, позволяющие уменьшить кулоновское отталкивание одноименно заряженных частиц.

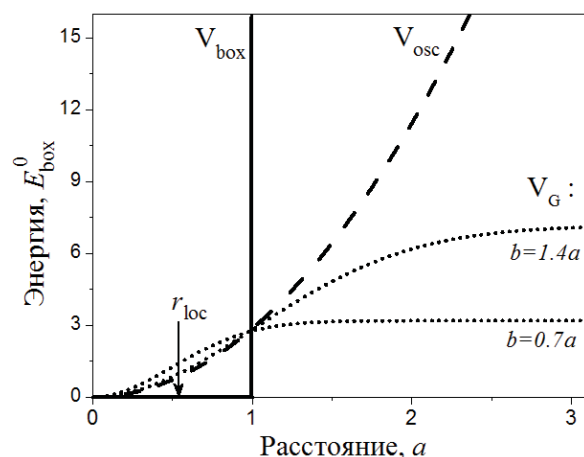
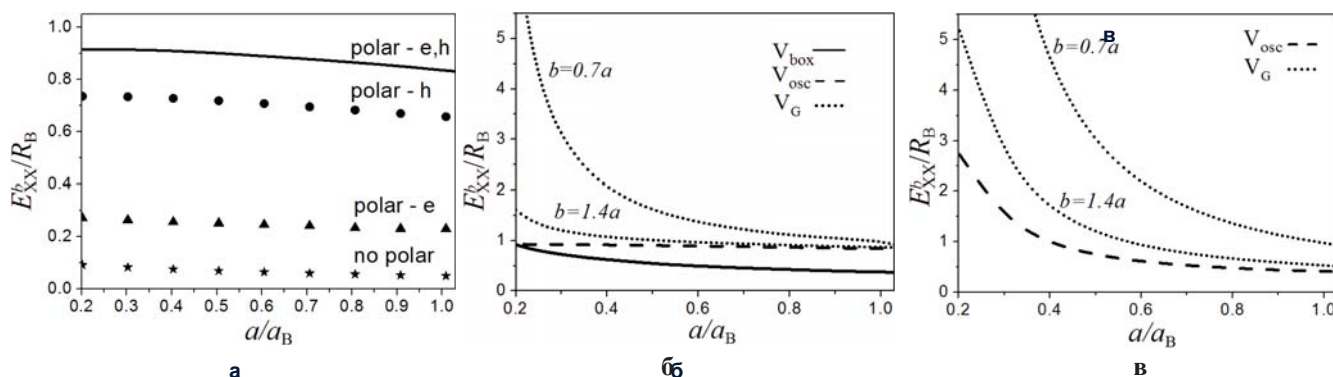


Рис. 1. Вид сравниваемых потенциалов с одинаковым радиусом локализации.  $a$  — радиус КТ,  $E_{\text{box}}^0$  — энергия основного состояния электрона или дырки в потенциале  $V_{\text{box}}$ ,  $r_{\text{loc}}$  — радиус локализации.



**Рис. 2.** Зависимость энергии связи биэкситона (а) от количества поляризационных членов на примере потенциала гармонического осциллятора при  $m_{lh}/m_{hh} = 1$  (б) от вида потенциала при  $m_{lh}/m_{hh} = 1$  с обоими поляризационными членами (в) от вида потенциала при  $m_{lh}/m_{hh} = 0$  с поляризационным членом для электронов. Энергия связи  $E_{XX}^b$  представлена в единицах экситонного Ридберга  $R_B$ , размер КТ  $a$  – в единицах экситонного боровского радиуса  $a_B$ .

## Результаты

В результате расчетов было установлено, что наибольшая энергия связи биэкситона достигается при учете двух вариационных поляризационных членов, причем наибольший выигрыш достигается за счет поляризации тяжелых частиц, т.е. дырок (рис.2а). Для рассматриваемых локализующих потенциалов минимальная энергия связи достигается в случае потенциала бесконечно глубокой потенциальной ямы. Максимальное же значение достигается для потенциала Гаусса с малой высотой потенциального барьера ( $b=0.7a$ ), которое асимптотически стремится к результату для потенциала гармонического осциллятора с увеличением высоты барьера (рис.2б). В предельном случае  $m_{lh}/m_{hh}=0$  используемый нами метод не позволяет учесть поляризационный член в волновой функции дырок, ввиду расходимости интеграла кинетической энергии определяемой из системы уравнений, представленной в работе [4].

При таком расчете энергия связи биэкситона в потенциале бесконечно глубокой ямы оказывается отрицательна. В то же время, учет поляризационного члена только в волновой функции электронов

позволяет существенно увеличить энергию связи биэкситона в потенциалах гармонического осциллятора и Гаусса, по сравнению с предельным случаем  $m_{lh}/m_{hh}=1$  (рис.2в).

Проведенные расчеты впервые демонстрируют преимущества эпитаксиальных квантовых точек с размытым гауссовым профилем для эффективной локализации экситонных комплексов и позволяют предсказать энергию связи биэкситона в Cd(Zn)Se/ZnSe наноструктурах, предназначенных для использования в однофотонных нанозлучателях.

## Литература

1. М.А. Семина, А.А. Головатенко and А.В. Родина, Phys. Rev. B, 93, 045409 (2016).
2. G.E. Cragg, and Al.L. Efros, Nano Lett. 10, 313 (2010).
3. А.А. Головатенко, М.А. Семина, А.В. Родина, Т.В. Шубина, ФТТ [в печати].
4. Б.Л. Гельмонт, М.И. Дьяконов, ФТП, 5, 2191 (1971).

# Влияние состава покровного слоя на электронные характеристики квантовых точек InAs/GaAs

А.П. Горшков<sup>1,\*</sup>, Н.С. Волкова<sup>2</sup>, П.Г. Воронин<sup>1</sup>, А.В. Здоровейцев<sup>3</sup>, Л.А. Истомин<sup>2</sup>, Д.А. Павлов<sup>1</sup>, Ю.В. Усов<sup>1</sup>, С.Б. Левичев<sup>2</sup>

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.

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

\*gorshkovap@mail.ru

Заращивание массива самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs слоем квантовой ямы InGaAs приводит к обогащению области вблизи вершины квантовых точек индием, что смещает волновую функцию дырки по направлению к вершине квантовой точки.

## Введение

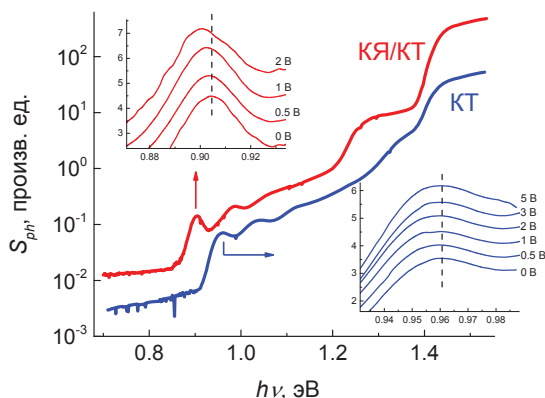
Актуальной задачей современной оптоэлектроники является формирование квантовых точек (КТ) InAs/GaAs с требуемыми для приборных применений свойствами. Например, для создания лазеров необходимо получение КТ с энергией основного перехода, лежащей в области прозрачности оптического волокна (1,3, 1,55 мкм). Один из вариантов решения данной задачи связан с управлением ключевыми электронными характеристиками КТ путем изменения толщины и состава покровного слоя InGaAs/GaAs. В литературе указывают несколько причин, влияющих на энергетический спектр КТ при изменении параметров покровного слоя. Если слой КТ InAs заращивается сначала слоем квантовой ямы  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и лишь затем покровным слоем GaAs происходит красное смещение оптических переходов в КТ по двум причинам: во-первых, из-за стимулированного наличием кластеров InAs распада твердого раствора квантовой ямы, приводящего к обогащению области вблизи вершины КТ индием [1], а, следовательно, к увеличению эффективной высоты КТ; во-вторых, из-за релаксации упругих напряжений в КТ, обусловленной уменьшением рассогласования решеток [2]. Эти причины должны оказывать влияние не только на энергетический спектр КТ, но и на взаимное пространственное расположение электрона и дырки [3], информация о котором может быть получена из исследований квантово-размерного эффекта Штарка.

## Методика эксперимента

В данной работе были исследованы две структуры с КТ InAs/GaAs, выращенные методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений при атмосферном давлении водорода. На поверхности (100) *s*-GaAs обеих структур последовательно выращивались буферный слой *n*-GaAs толщиной 0,6 мкм, слой КТ InAs и покровный слой 0,2 мкм. В первой структуре покровный слой состоял из чистого GaAs, а во второй (структура КЯ/КТ) – содержал квантовую яму  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$  шириной 3 нм, нанесенную непосредственно на слой КТ. На поверхности структур сформированы золотые выпрямляющие полупрозрачные контакты. Информация о спектре оптических переходов в КТ была получена методом фотоэлектрической спектроскопии. Эффект Штарка исследовался по смещению пика основного перехода КТ на спектре фоточувствительности при подаче на диодную структуру обратного смещения. Исследования формы и состава КТ проводились на просвечивающем электронном микроскопе JEOL JEM-2100F с рентгеновским энергодисперсионным детектором X-Max Oxford Instruments.

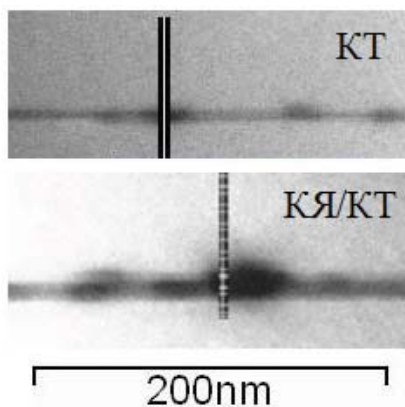
## Результаты и обсуждение

Установлено, что нанесение на массив КТ слоя КЯ InGaAs приводит к красному сдвигу энергетических уровней в КТ на  $\approx 60$  мэВ (рис. 1).



**Рис. 1.** Спектры фоточувствительности структур при 300 К. На вставках приведено влияние напряжения обратного смещения на положение основного перехода.

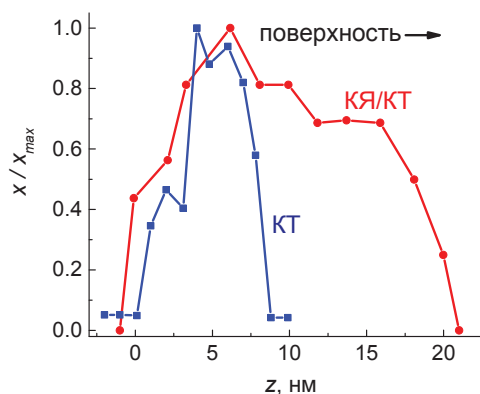
Спектроскопия квантово-размерного эффекта Штарка показала, что в структуре с КТ дипольный момент экситона в КТ очень мал, поскольку пик фоточувствительности при  $h\nu = 0,96$  эВ, связанный с основным оптическим переходом, в данной структуре практически не смещается при приложении обратного напряжения (рис. 1).



**Рис. 2.** Электронно-микроскопическое изображение поперечного среза структур с КТ и КЯ/КТ в сканирующем режиме.

В структуре КЯ/КТ наблюдается красное смещение энергии основного перехода в КТ ( $h\nu \approx 0,9$  эВ), следовательно, экситон в КТ имеет дипольный момент, направленный от основания КТ к вершине (дырка находится ближе к вершине КТ).

Это может быть объяснено увеличением содержания In у вершины КТ, которое делает потенциальную яму для электронов и дырок глубже в этой области и смещает волновую функцию дырки к вершине КТ, а на электрон не оказывает существенного влияния вследствие его меньшей эффективной массы. Данная гипотеза подтверждается результатами микроскопических исследований (рис. 2 и 3).



**Рис. 3.** Относительное содержание In в КТ, полученное методом рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии по линиям, отмеченным на рис. 2.

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

Работа выполнена при поддержке государственного задания Минобрнауки России (4.8337.2017/БЧ).

## Литература

1. Б.В. Воловик, А.Ф. Цацельников, Д.А. Бедарев и др. // ФТП, Т. 33, 990 (1999).
2. K. Nishi, H. Saito, S. Sugou et al. // Appl. Phys. Lett., V. 74, 1111 (1999).
3. W. Sheng, J.P. Leburton // Phys. Rev. B, V. 63, 161301 (2001).

# Оптические свойства многослойных структур на основе матриц $ZrO_2(Y)$ с наночастицами Au, сформированных методами магнетронного осаждения

О.Н. Горшков, И.Н. Антонов, Д.О. Филатов, М.Е. Шенина\*, А.П. Касаткин, А.И. Бобров

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

\*syrix@bk.ru

Методом магнетронного осаждения несплошных металлических плёнок с последующим отжигом сформированы слои наночастиц Au в наноразмерных плёнках  $ZrO_2(Y)$ . Показано влияние количества слоёв наночастиц и толщины прослойки (спейсера) диэлектрика между соседними слоями на оптические спектры структур, определены размеры и концентрация наночастиц в слоях.

В последнее время широкое внимание привлекают исследования оптических и электрофизических свойств матриц  $ZrO_2$  с внедрёнными в них наночастицами металлов (НЧ-М). Такие структуры имеют перспективы применения в устройствах современной полупроводниковой микроэлектроники и энергонезависимой резистивной памяти [1]. Также исследуются процессы переноса заряда в диэлектрических матрицах с МНЧ в условиях плазмонного резонанса с целью управления проводимостью нанокompозитных материалов с помощью оптического излучения. При этом такие процессы и оптические свойства массивов НЧ Au в матрицах  $ZrO_2$ , полученных методом послойного магнетронного осаждения, исследованы недостаточно полно.

В данной работе методом магнетронного осаждения несплошных металлических плёнок с последующим отжигом сформированы слои наночастиц Au в наноразмерных плёнках стабилизированного диоксида циркония ( $ZrO_2(Y)$ ). Показано влияние количества слоёв наночастиц и толщины прослойки диэлектрика между соседними слоями на оптические спектры структур, определены размеры и концентрация наночастиц в слоях.

## Эксперимент

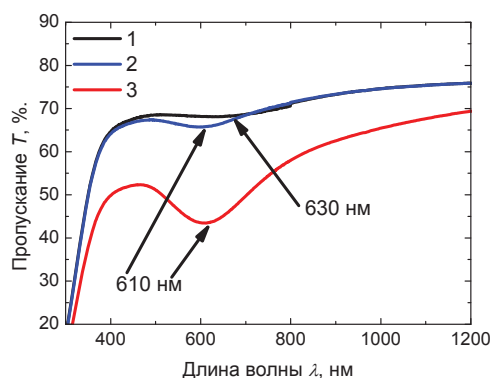
Исследуемые структуры формировались на полированных до оптического качества подложках из объёмного монокристалла  $ZrO_2(Y)$ . Это позволило избежать проявления интерференции в спектрах пропускания сформированной структуры вследствие хорошего совпадения показателей преломления подложки и плёнки  $ZrO_2(Y)$ . Образцы для ис-

следований методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения формировались на подложках Si. Тонкие плёнки  $ZrO_2(Y)$  формировались методом ВЧ магнетронного распыления в атмосфере Ar-O<sub>2</sub> (50:50 % мол, давление  $\sim 10^{-2}$  Тор) из прессованных порошковых оксидных мишеней. Слои НЧ-Au формировались между слоями  $ZrO_2(Y)$  путём осаждения островковой плёнки Au номинальной толщиной 1 нм методом ВЧ магнетронного распыления на постоянном токе. Таким образом были сформированы образцы с широкими (30 нм) и узкими (5 нм) оксидными спейсерами между слоями Au, а также 7-слойные структуры  $ZrO_2(Y)(5 \text{ нм})/Au(1 \text{ нм})$ . Полученные структуры подвергались отжигу в потоке аргона при температуре  $T_A = 450 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение 2 минут. Общая толщина наноструктур на подложке составила  $\sim 45 \text{ нм}$ . Образцы были исследованы методами оптической спектроскопии и ПЭМ высокого разрешения с помощью установок VARIAN Cary 6000i и JEM 2100F, соответственно.

## Результаты и обсуждение

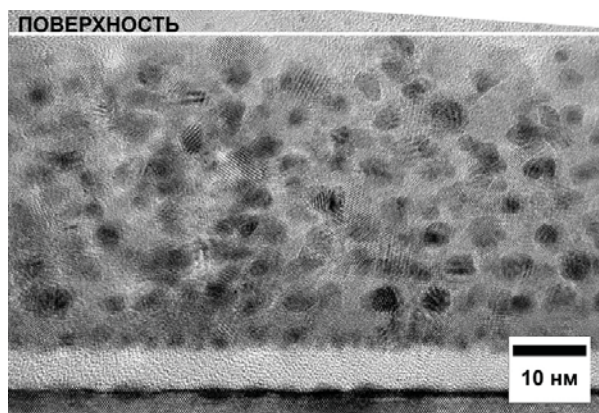
На рис. 1 приведены спектры пропускания для структур, состоящих из двух слоёв наночастиц Au в  $ZrO_2(Y)$ , разделённых тонким (5 нм) и толстым (30 нм) спейсерами оксида (кривые 1 и 2 соответственно). Представлен также спектр многослойной структуры, представляющей 7 периодов  $ZrO_2(Y)(5 \text{ нм})/НЧ-Au$  (кривая 3). Видно, что увеличение толщины спейсера приводит к смещению по длинам волн полосы плазмонного резонанса (ПР) в этих структурах от 630 к 610 нм, однако интенсивности

полос довольно близки. При этом положение ПР в структурах со спейсером 30 нм совпадает с таковым для многослойной структуры, однако интенсивность полосы многослойной структуры значительно выше, что является ожидаемым, так как концентрация наночастиц в многослойной структуре заметно превышает таковую в двухслойной.



**Рис. 1.** Спектры пропускания структур  $ZrO_2(Y)/Hc-Au/ZrO_2(Y)(5 \text{ нм})/Hc-Au/ZrO_2(Y)$  – 1;  $ZrO_2(Y)/Hc-Au/ZrO_2(Y)(30 \text{ нм})/Hc-Au/ZrO_2(Y)$  – 2 и 7 периодов  $ZrO_2(Y)/Hc-Au^{\circ}-^{\circ}3$ .

Для примера на рис. 2 приведено ПЭМ-изображение структуры, полученной в результате осаждения 7 периодов  $ZrO_2(Y)(5 \text{ нм})/Au(1 \text{ нм})$ .



**Рис. 2.** ПЭМ – изображение структуры с 7 периодами Hc-Au в пленке  $ZrO_2(Y)$ .

Ровные слои наночастиц, близких по форме к сферической, можно заметить только в 2-х периодах вблизи подложки, в то время как выше наночастицы довольно хаотично перемешаны в пленке. Этот эффект может вызываться влиянием усиливающейся

гося разупорядочения в ориентации кристаллитов матрицы, перемежающихся слоями Au, от периода к периоду при росте плёнки. Оценка параметров Hc-Au из данных ПЭМ показывает, что частицы имеют средний размер  $2,6 \pm 0,2 \text{ нм}$  и расположены на среднем расстоянии  $4,9 \pm 0,5 \text{ нм}$  друг от друга, что соответствует средней концентрации Hc-Au  $8,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Полученные параметры согласуются с данными анализа спектров рис. 1 в рамках теории эффективной среды Максвелла-Гарнетта: средний размер и концентрация Hc-Au в образцах  $\sim 2,2 \text{ нм}$  и  $5,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Так как слои наночастиц во всех исследуемых структурах были сформированы в одинаковых условиях, то размеры, форма и концентрация наночастиц в пределах одного слоя во всех образцах являются схожими. Образцы различаются только общей концентрацией Hc, относительным расположением и количеством слоёв Hc, поэтому сдвиг в положении полосы ПР при изменении относительного расположения слоёв может быть вызван разной степенью взаимодействия этих слоёв вследствие разной степени обобществления плазмонных колебаний. Отметим, что в случае многих слоёв наночастиц среднее расстояние между предполагаемыми слоями практически совпадает с таковым между частицами в пределах одного слоя ( $\sim 3 - 5 \text{ нм}$ ). При этом, в пределах каждого слоя в двухслойных образцах с широким спейсером величина концентрации частиц является сходной как между собой, так и с таковой для средней концентрации Hc в случае многих слоёв. Однако взаимодействие между слоями практически не влияет на положение пика в случае двухслойной структуры с широким спейсером. Это объясняет совпадение положения и сильную разницу в интенсивности полосы ПР в случаях двух сильно разнесённых слоёв Hc и многих слоёв частиц, так как эти образцы с точки зрения взаимодействия наночастиц между собой оказываются идентичными и различаются только их концентрацией.

*Работа выполнена при поддержке МинОбрНауки РФ в рамках Госзадания № 16.7864.2017/БЧ.*

## Литература

1. D. Panda, T.-Y. Tseng // *Thin Solid Films*, V. 531, 1 (2013).

# Микроскопические эффекты в структурах на основе стабилизированного диоксида циркония, проявляющих резистивное переключение

О.Н. Горшков<sup>1</sup>, С.В. Тихов<sup>1</sup>, Д.А. Павлов<sup>1</sup>, Н.В. Малехонова<sup>1</sup>, М.Н. Коряжкина<sup>1, \*</sup>, К.В. Сидоренко<sup>1</sup>, К.Р. Мухаматчин<sup>1</sup>, И.Н. Антонов<sup>2</sup>, А.П. Касаткин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

<sup>2</sup> Научно-исследовательский физический институт при Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

\*mahavenok@mail.ru

Изучены микроскопические процессы в структурах Au/Zr/СДЦ/TiN на основе стабилизированного диоксида циркония (СДЦ), проявляющих резистивное переключение.

Резистивная память с произвольным доступом (англ.: Resistive Switching Random Access Memory) — новое поколение энергонезависимой памяти, основанное на использовании двух устойчивых состояний ячейки памяти с высоким сопротивлением (СВС) и с низким сопротивлением (СНС), переключение между которыми осуществляется путём приложения внешнего напряжения к структуре металл – диэлектрик – металл (МДМ) [1]. Стабилизированный диоксид циркония (СДЦ) является перспективным диэлектриком и используется при создании таких структур [2 – 4], однако микроскопические эффекты, происходящие в ячейках памяти на основе этого материала, остаются слабо изученными. В настоящей работе представлены результаты исследований микроскопических процессов в структурах Au/Zr/СДЦ/TiN, проявляющих резистивное переключение.

## Методика исследований

Структуры Au/Zr/СДЦ/TiN (толщина плёнок СДЦ 40 нм, содержание Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 12 мол. %) были сформированы методом магнетронного распыления и демонстрировали биполярное резистивное переключение. Измерения вольт-амперных и импедансных характеристик структур проводились в автоматическом режиме на анализаторе полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Метод сканирующей просвечивающей электронной микроскопии был применён для изучения структурных свойств образцов. Распределение вакансий и электронов внутри слоя СДЦ определялось путём совместного

численного решения уравнения Пуассона и уравнения непрерывности. Процессы переноса кислородных вакансий в СДЦ под действием приложенного электрического поля исследовались методом Монте - Карло.

## Результаты и обсуждение

Результаты численного расчёта распределения вакансий и электронов внутри слоя СДЦ по описанным в [5] схемам при термодинамическом равновесии структуры с учётом заполнения электронами таких дефектных состояний [6], как  $\alpha$ - зона, С- и Т-дефектов, показали, что верхний электрод обладает высокими инжекционными свойствами.

Результаты экспериментальных исследований показали следующее. В случае высоких токов ограничения (100 мА при площади структур  $8,2 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>) структуры проявляли биполярное резистивное переключение [4], обусловленное электростатическими/электронными эффектами [7]: в проводящих шнурах процесс перехода в СНС связан с захватом электронов на ловушки в СДЦ, в то время как в результате перехода в СВС ловушки становятся пустыми. Применение развитой в работе [8] для этого случая модели показывает, что область переключения в проводящих шнурах находится вблизи верхнего электрода. Методом сканирующей просвечивающей электронной микроскопии показано, что в прошедших формовку структурах в слое стабилизированного диоксида циркония наблюдаются области с повышенной концентрацией цирко-

ния [9], которые соответствуют проводящим шнурам. В случае низких токов ограничения (0,1 мА при площади структур  $8,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ ) биполярное резистивное переключение в структурах было обусловлено изменением валентности [7] и проявляло особенности [10], связанные с тем, что разрыв проводящих шнуров происходит последовательно как на границе раздела оксид / верхний электрод, так и на границе раздела оксид / базовый электрод. Это вместе с существенным ограничением тока предотвращает неконтролируемый рост проводящих шнуров, повышает стабильность переключений и уменьшает потребляемую при переключениях мощность.

Результаты моделирования методом кинетического Монте–Карло роста проводящего шнура из массива кислородных вакансий, а также протекания электронного тока через полученную структуру под действием приложенного электрического поля в структурах выявили влияние джоулева разогрева на этот рост. Показано, что флуктуации псевдотемпературы, происходящие за времена порядка  $\sim 10$  пс не оказывают прямого влияния на ионный ток, поскольку характерные времена перескоков ионов имеют значения на несколько порядков выше. В то же время они могут оказывать косвенное влияние, посредством изменения электронного тока через массив вакансий, так как характерные времена туннельных процессов имеют порядок  $\sim 1$  пс.

Таким образом, полученные результаты показали, что, во-первых, в исследованных структурах в процессе электроформовки и последующих резистивных переключениях принимают участие интерфейсы как верхнего, так и нижнего электродов, во-вторых, в резистивном переключении реализуются различные

микроскопические механизмы (обусловленные электростатическими/электронными эффектами и изменением валентности), проявление которых может быть выявлено при различных мощностях

переключающих сигналов, при этом разброс параметров резистивного переключения определяется статистическими процессами на интерфейсах и внутри проводящих каналов.

*Работа поддержана Министерством образования и науки России в рамках государственного задания №2017/134 (код проекта 16.7864.2017/БЧ).*

## Литература

1. J.S. Lee et al. // Applied Physics Reviews, V. 2, 031303-1 (2015).
2. O.N. Gorshkov et al. // Technical Physics Letters, V.40 (2), 101 (2014).
3. O.N. Горшков и др. // Элемент резистивной энергонезависимой памяти. Патент РФ №149246 (2014).
4. O.N. Gorshkov et al. // Journal of Physics: Conference Series, V. 741, 012174-1 (2016).
5. А.Н. Бубенников. Моделирование интегральных микротехнологий, приборов и схем. М.: Высшая школа, 1989. 320 с.
6. R.I. Merino et al. // Solid State Ionics, V. 76, P. 97 (1995).
7. R. Waser et al. // Adv. Mater., V. 21, 2632 (2009).
8. K.M. Kim et al. // Nanotechnology, V. 22, 254010-1 (2011).
9. Н.В. Малехонова. Профилирование состава гетеронаноструктур методами Z-контраста и рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Нижний Новгород, 2016.
10. S. Brivio et al. // Applied Physics Letters, V. 107, 023504-1 (2015).



# Оптические свойства вертикальных резонаторов, содержащих нанокристаллы Ge

Д.А. Грачев<sup>1,\*</sup>, А.В. Ершов<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>1</sup>, Л.В. Красильникова<sup>2,1</sup>,  
А.Н. Яблонский<sup>2,1</sup>, Б.А. Андреев<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup> Университет Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*grachov@phys.uun.ru

Методом физического осаждения были получены и исследованы вертикальные резонаторы вида два полупроводниковых брэгговских отражателя и слой диэлектрического композита ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{HfO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) с нанокристаллами Ge между ними. Было продемонстрировано усиление в 50-140 раз спонтанного излучения от нанокристаллов Ge для энергии  $\sim 1.8$  эВ в резонаторных структурах, с одновременным сужением полосы до 0.7 эВ.

## Введение

Последнее несколько лет наблюдается рост интереса к изучению нанокристаллов германия (НК Ge) в диэлектрических слоях — перспективных композитных материалов для светодиодных полупроводниковых компонентов. В данной работе предпринята попытка получения и анализа оптических свойств таких структур как активной среды вертикальных микрорезонаторов [1,2].

## Методика эксперимента

Структуры, схематически представленные на рис. 1, были осаждены на кремниевые подложки поочередным испарением соответствующих пленкообразующих материалов в вакууме. Первым формировался нижний распределенный брэгговский отражатель (ДБР) из четырех пар слоев  $\alpha\text{-Si}$  и  $\alpha\text{-SiO}_2$ , предназначенный для отражения не менее 95 % излучения, испускаемого НК Ge. Верхнее зеркало содержало семь пар слоев  $\text{SiO}_x \sim 1$  и  $\text{SiO}_2$  и было сделано селективным, что бы пропускать возбуждающее излучение и быть полупрозрачным в диапазоне люминесценции НК Ge.

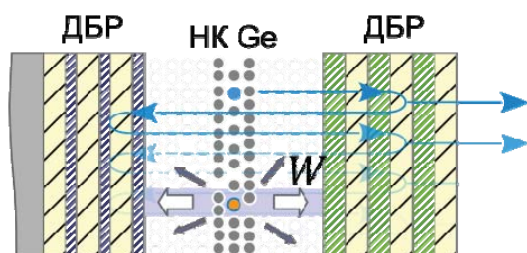


Рис. 1. Схематическая модель резонатора.

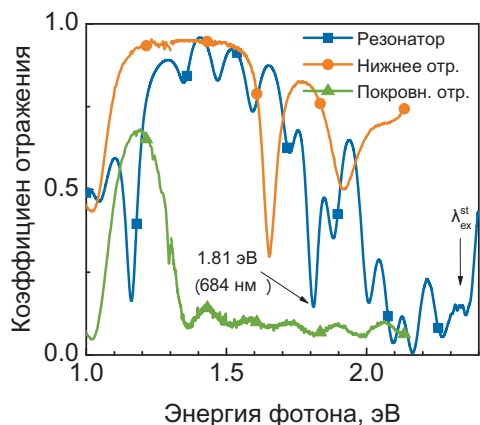
Для получения активной среды микрорезонатора, содержащего НК Ge многослойные нанопериодические структуры, представляющие собой 3 нм слои  $\text{GeO}_x$ , разделенные 8 нанометровыми слоями оксида ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  или  $\text{HfO}_2$ ), были отожжены в атмосфере азота в течение получаса при  $500^\circ\text{C}$ . Такой подход позволяет контролировать как размер нанокристаллов, так и их концентрацию [3]. Структурные исследования были выполнены методами ИК-поглощения и комбинационного рассеяния света (КРС). Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были измерены при комнатной температуре в диапазоне 580 – 1100 нм при накачке Nd:YAG лазером.

## Результаты и обсуждение

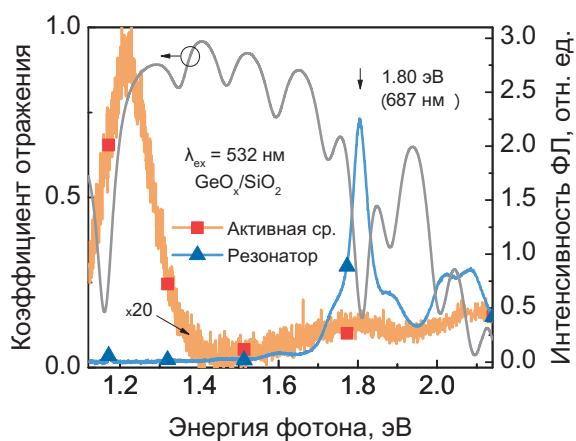
Был разработан резонатор имеющий две выраженные моды с низким коэффициентом отражения в запрещенной зоне (рис. 2). Энергия первой полосы была задана  $\sim 1.1$  эВ исходя из литературных представлений о диапазоне свечения НК Ge [4]. Положение второй резонансной полосы – 1.8 эВ.

Сформированные резонаторы прозрачны в области 2.3 эВ, что исключает многократное отражения возбуждающего излучения внутри резонатора и появление последующих нелинейных эффектов.

На рис. 3 показаны стационарные спектры ФЛ микрорезонатора и обособленной пленки активного слоя на  $\text{GeO}_x/\text{SiO}_2$ . На спектре последней можно выделить три основные полосы свечения: 1.2, 1.8 и 2.1 эВ. На второй полосе был зарегистрирован многократный эффект усиления спонтанного излучения в резонаторе по сравнению с композитной пленкой.



**Рис. 2.** Спектры отражения микрорезонатора с активным слоем, содержащим НК Ge, а так же внутреннего и внешнего зеркал.



**Рис. 3.** Спектр ФЛ обособленной композитной пленки  $\text{GeO}_x/\text{SiO}_2$  и микрорезонатора на ее основе. Спектры ФЛ наложены на спектр отражения микрорезонатора.

Свечение, и как следствие — его усиление, в области 1.1 эВ для резонаторов зарегистрировано не было. Это обстоятельство указывает на тот факт, что источником полосы свечения в области 1.2 эВ являются дефекты на границе кремниевой подложки и барьерного оксида ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{HfO}_2$ ) композита, полностью отсекаемое нижним глухим зеркалом в данном диапазоне длин волн (см. рис. 2).

Касаемо полосы демонстрирующей усиление, опираясь на опубликованные данные работ [4–8], мы придерживаемся мнения о том, она связана с НК Ge размером порядка исходной толщины слоя  $\text{GeO}_x$  2–3 нм. Заметим, что литературные данные [4–8] позволяют утверждать, что наличие  $\text{GeO}_2$  в качестве поверхностного слоя НК Ge значительно повышает их характерную энергию люминесценции, а проведенные нами дополнительные исследования показали, что композитные пленки, содержащие

более крупные НК Ge, имеют характерную полосу, расположенную по энергии ниже.

С помощью КРС анализа активных слоев резонаторов было установлено, что композитная пленка  $\text{GeO}_x/\text{Оксид}$  содержит НК Ge уже при температуре отжига 500 °С, а доля и размер включений демонстрирует зависимость от материала оксида. Резистивные к образованию нанокристаллов являются оксиды  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , в то время как для отожженных структур  $\text{GeO}_x/\text{HfO}_2$  германия в аморфном состоянии практически не остается — для одинаковых параметров структур с  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  образуются меньшие по размерам НК Ge, чем для аналогов на основе  $\text{HfO}_2$ . Этим обстоятельством мы объясняем разную величину усиления резонаторов, отличающихся оксидом. Результаты приведены в табл. 1.

**Таблица 1.** Параметры микрорезонаторов.

Образец	Положение пика, эВ	Усиление	Добротность
$\text{GeO}_x/\text{SiO}_2$	$1.80 \pm 0.01$	$128 \pm 7$	$27 \pm 1$
$\text{GeO}_x/\text{HfO}_2$	$1.80 \pm 0.01$	$50 \pm 3$	$26 \pm 1$
$\text{GeO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$	$1.80 \pm 0.01$	$146 \pm 8$	$26 \pm 1$

Суммируя можно сказать, что в работе были получены и исследованы вертикальные резонаторы, активный слой которых содержит НК Ge размером ~ 3 нм. Было установлено, что использование резонаторных структур приводит к повышению спонтанного излучения НК Ge в десятки раз в области 1.8 эВ, что не наблюдалось ранее для подобных оксидных систем.

*Работа частично поддержана грантом РФФИ, проект 15-02-05086.*

## Литература

1. K. Kawaguchi, M. Morooka, K. Konishi et al. // *Appl. Phys. Lett.* V. 81, 817 (2002).
2. D.A. Grachev, A.V. Ershov, A.V. Belolipetsky et al. // *Phys. Status Solidi* V. 213, 2867 (2016).
3. D. Hiller, S. Goetze, and M. Zacharias // *J. Appl. Phys.* V. 109, 54308 (2011).
4. S. Takeoka, M. Fujii, S. Hayashi et al. // *Phys. Rev. B* V. 58, 7921 (1998).
5. E.B. Gorokhov, V.A. Volodin, D.V. Marin et al. // *Semiconductors* V. 39, 1168 (2005).
6. S. Cosentino, E.G. Barbagiovanni, I. Crupi et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* V. 135, 22 (2015).
7. S. Parola, E. Quesnel, V. Muffato et al. // *J. Appl. Phys.* V. 113, 53512 (2013).
8. B. Zhang, S. Shrestha, P. Aliberti et al. // *Thin Solid Films* V. 518, 5483 (2010).

# Усиление спонтанной эмиссии в лазерах на таммовских плазмонах

А.Р. Губайдуллин<sup>1,2</sup>, С. Symonds<sup>2</sup>, J. Bellessa<sup>2</sup>, К.А. Иванов<sup>1,3</sup>, Е.Д. Колыхалова<sup>4</sup>, М.Е. Сасин<sup>4</sup>, А. Lemaître<sup>5</sup>, P. Senellart<sup>5</sup>, Г. Позина<sup>3</sup>, М.А. Калитеевский<sup>1,3,4</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8, Санкт-Петербург, 194021

<sup>2</sup> Univ Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, CNRS, Institut Lumière Matière, F-69622, LYON, France

<sup>3</sup> Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101

<sup>4</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

<sup>5</sup> Centre de Nanosciences et Nanotechnologies, CNRS Université Paris-Saclay, Route de Nozay, F-91460 Marcoussis, France.

Теоретически и экспериментально продемонстрировано, что в структурах металл/полупроводник вероятность спонтанного излучения для мод таммовского плазмона может увеличиваться более чем на порядок, несмотря на поглощение света в металле. Изготовлена структура на основе Брэгговского зеркала, покрытого тонким слоем металла, активная область сформирована массивом квантовых точек, и проведено измерение фотолюминесценции. Представлен анализ структуры электромагнитных волн, и рассчитана вероятность спонтанного излучения, результаты теоретического анализа находятся в хорошем согласовании с экспериментальными данными.

## Введение

Поглощение света в металлах, как правило, является основным препятствием использования металлических элементов в оптических схемах оптоэлектронных приборов [1]. Даже в благородном металле (серебро и золото) поглощение света в видимом - инфракрасном диапазоне, является существенным, и их свойства отличаются от свойств идеального проводника.

Основным препятствием, мешающим применению металлических зеркал в оптоэлектронике, является нагрев металла за счет оптического поглощения, что приводит к катастрофической деградации зеркал и окружающих материалов. Кроме того, такое поглощение считается фатальным для оптической когерентности и, следовательно, мешает созданию лазеров даже малой выходной мощности.

Поглощение в металлах значительно снижает производительность перспективных устройств на основе метаматериалов, таких как оптические интерконнекторы и устройства, основанные на эффектах отрицательного преломления.

В последние годы были сделаны два основных достижения в области металлических оптоэлектронных приборов. Во-первых, продемонстрирована генерация, возбуждаемая электрической накачкой при комнатной температуре, субволновых полупроводниковых лазеров, на основе резонатора

с полостью содержащей металл. Во-вторых, макроскопическая оптическая когерентность, лазерная генерация [2], и излучение одиночных фотонов были продемонстрированы для структур на основе таммовских плазмонных [3]. Таммовские плазмоны (ТП) состояние электромагнитного поля, локализованного на границе металла и брэгговского отражателя особого дизайна. Состояние ТП в металл/диэлектрической слоистой структуре может быть сконструировано таким образом, что обеспечит позиционирование узла электрического поля на металлическом слое, таким образом, подавляя поглощение света.

Изменение скорости спонтанного излучения в структурах с неоднородной диэлектрической проницаемостью (эффект Парселла) [4] является важным свойством при определении эффективности оптоэлектронных приборов. Эффект Парселла можно считать следствием интерференции в структуре, и так как для таммовских плазмонных структур интерференция слабо зависит от поглощения в металле, можно ожидать существенное увеличение вероятности спонтанного излучения для таммовских плазмонных (ТП) структур. Данная работа направлена на экспериментальное и теоретическое исследование скорости спонтанного излучения в ТП структурах на основе микрорезонатора, в котором активная область сформирована массивом InAs

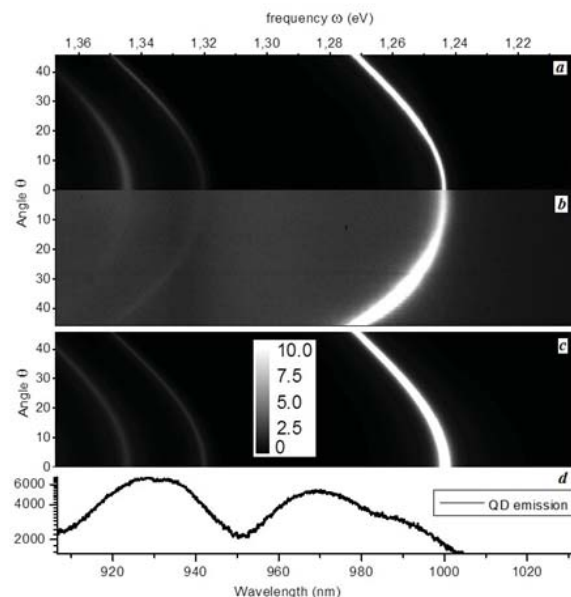
квантовых точек и находится между брэгговским отражателем GaAs/AlAs и слоем серебра.

## Результаты и выводы

Проведено сравнение результатов теоретически рассчитываемого модального коэффициента Парселла  $F(\omega, \theta)$  (отношение вероятности спонтанного излучения, характеризуемого определенной частотой и направлением излучения, в структуре к излучению в однородной среде) и экспериментально измеренную диаграмму фотолюминесценции (ФЛ).

Важно отметить, что слои InAs квантовых точек в данной структуре работают в качестве эмиттера. Квантовые точки обладают широким спектром люминесценции и большой энергией ионизации. Захват неравновесных экситонов и дырок квантовыми точками чрезвычайно быстрый процесс (время захвата составляет менее 1 пс), тогда как время тепловой ионизации квантовой точки превышает 100 нс. Другими словами носитель заряда, захваченный квантовой точкой, излучающей с определенной энергией, не может покинуть КТ, быть захваченным другой квантовой точкой, и излучать свет с энергией, соответствующей другой квантовой точке. Таким образом, эмиссия ТП структуры (см. рисунок) с квантовыми точками будет определяться модальным фактором Парселла и спектром люминесценции:  $I(\omega, \theta) = F(\omega, \theta)\rho(\omega)$ , где  $\rho(\omega)$  – спектр излучения квантовых точек.

Методом S-квантования [5] проведено теоретическое исследование изменения вероятности спонтанной эмиссии, т.е.  $F(\omega, \theta)$ . Результат вычисления представлен на рис. 1 (а,с), видно подавление излучения для всех частот и направлений излучения, кроме трёх мод с параболической дисперсией: длинноволновая мода – Таммовский плазмон, и две коротковолновые моды, соответствующие состояниям брэгговского отражателя. Отметим, что для моды Таммовского плазмона вероятность спонтанного излучения увеличивается на коэффициент  $\approx 20$ , относительно излучения в однородной среде. Наблюдается идеальное соответствие угловой дисперсии результатов полученных экспериментально и теоретически, что подтверждает точность оценок, предоставленных методом S-квантования. Интенсивность излучения, равная произведению теоретически рассчитанного фактора Парселла на спектр излучения квантовых точек, близко соответствует интенсивности излучения в экспериментальном спектре, что обеспечивает дополнительное подтверждение результата метода S-квантования.



**Рис. 1.** (а) Зависимость от частоты  $\omega$  и угла падения  $\theta$  произведения модального коэффициента Парселла и спектра излучения квантовых точек; (б) Экспериментально измеренные спектры фотолюминесценции; (с) Зависимость моделирования модального коэффициента Парселла от  $\omega$  и  $\theta$ ; (д) Спектр излучения квантовых точек.

Проведено измерение при комнатной температуре ФЛ структуры на основе ТП, образованной GaAs/AlGaAs РБО, и содержащей InAs квантовые точки в активной области. Показано, что интенсивность ФЛ существенно возрастает. Произведено моделирование скорости спонтанного излучения, используя формализм S-квантования, и произведено его сравнение с экспериментально наблюдаемой картиной ФЛ. Скорость спонтанного излучения для мод Таммовского плазмона может быть увеличена в 20 раз по отношению к однородной среде, несмотря на поглощение в металлическом слое.

## Литература

1. J. B. Khurgin, // Nature Nanotechnology 10 (1), 2 – 6 (2015).
2. C. Symonds et al. // Nano Letters 13 (7), 3179 – 3184 (2013).
3. M.E. Sasin, R.P. Seisyan, M.A. Kalitchevski et al. // Appl. Phys. Lett. 92 (25), 251112 (2008).
4. E.M Purcell et al. // Phys. Rev. 69, 37 (1946).
5. M.A. Kalitchevski, A.R. Gubaydullin, K.A. Ivanov, et al. // Optics and Spectroscopy 121(3), 410 (2016).

# Плотность состояний в щели подвижности в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктурах на основе HgTe

С.В. Гудина<sup>1</sup>, Е.В. Ильченко<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1,\*</sup>, Н.Г. Шелушина<sup>1</sup>, М.В. Якунин<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. Мигеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия.

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия.

\*neverov@imp.uran.ru

Измерены температурные ( $2.9 < T < 50$  K) и магнитопольевые ( $0 < B < 9$  T) зависимости продольного и холловского сопротивлений системы HgCdTe/HgTe/HgCdTe с квантовой ямой HgTe шириной 20.3 нм. Активационный анализ кривых магнитосопротивления был использован в качестве инструмента для определения расстояний между соседними уровнями Ландау и плотности локализованных состояний в щелях подвижности. Из температурных зависимостей продольного сопротивления в областях плато квантового эффекта Холла с факторами заполнения  $\nu = 1, 2, 3$  были определены энергии активации и получены величины плотности локализованных состояний в щелях подвижности с плотностью состояний 2D электронного газа без магнитного поля.

## Введение

В гетероструктурах на основе HgTe и CdTe скомбинированы широкозонный полупроводник (CdTe) и бесщелевой полуметалл (HgTe), запрещенные щели в которых образуются состояниями симметрии Г8 и Г6. Слоистые квантовые структуры, образованные HgTe и CdTe, привлекают внимание благодаря большому разнообразию возможностей реализации зонной структуры в образцах.

Существование плато квантового эффекта Холла (КЭХ) на зависимости  $\rho_{xy}(B)$  и соответствующие им исчезающие малые значения  $\rho_{xx}$  связывают с наличием щелей подвижности в плотности состояний (ПС) 2D-систем в сильных магнитных полях. Когда уровень Ферми лежит в щели подвижности между уровнями Ландау (УЛ) происходит активация электронов в узкую полосу в центре уширенного беспорядком УЛ. Из анализа зависимости энергии активации, полученной из температурных зависимостей магнитосопротивления, от магнитного поля возможно прямое определение плотности локализованных состояний в щелях подвижности. Величина ПС в щелях подвижности характеризует случайное распределение потенциала в системе.

## Характеристика образцов

Мы представляем исследование квантовой проводимости в квантовой яме HgTe шириной 20.3 нм, выращенной на подложке GaAs, ориентированной в плоскости (013). Структура симметрично допиро-

вана In на расстоянии 10 нм. Концентрация электронов  $n_S = 1.5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и подвижность  $22 \text{ м}^2/\text{В с}$ .

2D-электронный газ в широкой квантовой яме HgTe ( $d > d_C \cong 6.3$  нм) характеризуется крайне специфическим энергетическим спектром с инвертированной зонной структурой, малой эффективной массой, и, соответственно, большим расщеплением уровней Ландау. Зонные структуры объемных HgTe и CdTe и простая модель, описывающая свойства соответствующих подзон квантовой ямы HgTe/CdTe. В инвертированном режиме в квантовой яме HgTe первая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H1 становится наинижней зоной проводимости, и теория предсказывает электрон-подобную эффективную массу для носителей заряда в этой зоне. Наивысшей валентной зоной становится вторая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H2 с немонотонным законом дисперсии.

В системе, которую мы исследуем, проводимость обеспечивается электронами зоны H1 с малыми значениями эффективной массы носителей: для  $n_S = 1.5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  масса на уровне Ферми  $m_{\text{eff}} = (0.022 \div 0.026)m_0$  ( $m_0$  – масса свободного электрона) и с большим значением g-фактора  $g \cong 50$ .

Наш дальнейший план выглядит следующим образом: определить энергии активации продольного сопротивления  $\rho_{xx}$  в режиме КЭХ для факторов заполнения  $\nu = 1, 2, 3$  и затем оценить плотность состояний в этих щелях подвижности.

## Результаты эксперимента и их обсуждение

Измерения гальваномагнитных эффектов были выполнены в магнитных полях до 9Т и температурах  $T=(2.9-50)$  К.

В настоящее время общепринято, что возникновение плато с квантованными значениями сопротивления на зависимостях  $\rho_{xx}(B)$  при соответствующем уменьшении значений  $\rho_{xx}$  связано с существованием вызванных беспорядком щелей подвижности в плотности состояний (ПС) двумерной системы в сильном магнитном поле.

Когда уровень Ферми в режиме КЭХ оказывается в щели между соседними уровнями Ландау, наблюдается термоактивированное поведение  $\rho_{xx}$  (или  $\sigma_{xx}$ ) благодаря возбуждению электронов в узкую полосу протяженных состояний (шириной  $\Gamma$ ) вблизи середины уширенного беспорядком уровня Ландау.

Как правило, используется предположение, что делокализованные состояния с дискретными значениями энергий  $E = E_N$  разделены щелями подвижности  $\Delta \gg k_B T$ , что выражается соотношением:  $\rho_{xx}(T) \propto \exp(-E_A/k_B T)$ , где  $E_A = |E_F - E_N|$ .

По температурной зависимости продольного сопротивления были определены энергии активации в области плато КЭХ с номерами 1, 2 и 3. Энергия активации достигает своего максимума  $E_A^{max}$  при целочисленном значении фактора заполнения  $\nu$ .

Ширина щели подвижности, оцениваемая как  $\Delta = 2E_A^{max}$ , тесно связана с разностью энергий между соседними уровнями Ландау  $\Delta = |E_N - E_{N'}|$  в пределах погрешности порядка  $\Gamma$ .

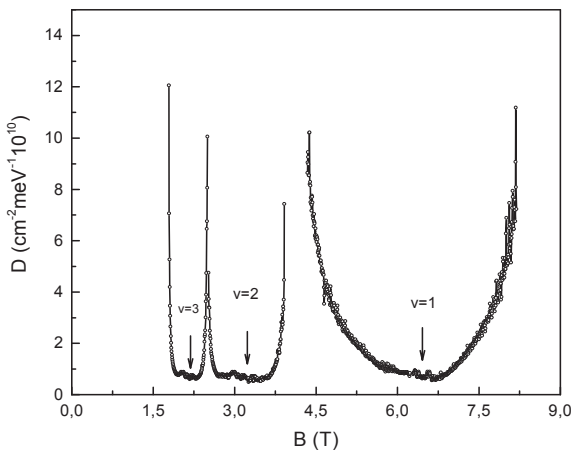


Рис. 1. Зависимость плотности состояний от магнитного поля.

Фоновая плотность состояний в щелях подвижности для плато КЭХ с номерами 1, 2 и 3 были оценены из данных по энергии активации  $E_A$  в зависимости от магнитного поля.

Следует отметить следующие особенности ПС в щели подвижности между соседними УЛ. Даже в середине щели подвижности, когда фактор заполнения близок к целому числу ( $\nu = 1, 2$  или  $3$ ) ПС локализованных состояний имеет неожиданно высокое значение  $D_n(E) \sim 64 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ мЭВ}^{-1}$ , сопоставимое с плотностью состояний 2D электронного газа без магнитного поля (для одного направления спина)  $D_0 = 2\pi m/h^2 (= 0.63 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ мЭВ}^{-1}$  для  $m = 0.3m_0$ ).

Другой важной особенностью является то, что величина ПС остается почти постоянной,  $D_n(E) \sim D_0$ , в подавляющей части щели подвижности в пределах энергетического интервала между соседними уровнями Ландау. Это согласуется с данными для других 2D-структур: Si-MOSFET, AlGaAs/GaAs, InGaAs/InP и p-Ge/GeSi гетероструктур (см. ссылки в [1]).

Так как все модели примесного потенциала малого радиуса действия приводят к экспоненциально малому значению плотности состояний между уровнями Ландау, ясная картина для плотности состояний в режиме КЭХ может быть представлена только с точки зрения крупномасштабного потенциала ионизованных примесей в барьере гетеросистемы в сочетании с осциллирующей зависимостью плотности состояний от фактора заполнения УЛ. Такая идея была выдвинута и разработана в серии работ Эфрос и др. ([2] и ссылки в ней). Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о ключевой роли крупномасштабного потенциала удаленных примесей In в режиме КЭХ в исследованных HgTe квантовых ям.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326, РФФИ грант № 17-02-00330, комплексная программа УрО РАН, 15-9-2-21.

1. Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, G.A. Alshaskii, O.A. Kuznetsov Nanotechnology 11, 351 (2000).
2. A.L. Efros, F.G. Pikus, V.G. Burnett, Phys.Rev.B47, 2233 (1993).

# Анализ активационной проводимости в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктурах на основе теллурида ртути

С.В. Гудина<sup>1\*</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>, Е.В. Ильченко<sup>1</sup>, Г.И. Харус<sup>1</sup>, Н.Г. Шелушинина<sup>1</sup>, С.М. Подгорных<sup>1</sup>, М.В. Якунин<sup>1</sup>, Е.С. Novik<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Physikalisches Institut (EP3), University of Würzburg, Würzburg, Germany

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

\*svpopova@imp.uran.ru

Измерены продольное и холловское сопротивления в режиме квантового эффекта Холла на гетероструктурах HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой (ширина квантовой ямы HgTe 20.3 нм) при  $T=(2-50)$  К в магнитных полях до  $B=9$  Тл. Активационный анализ кривых магнитосопротивления был использован в качестве инструмента для определения расстояний между соседними уровнями Ландау. Получены указания на большие значения  $g$ -фактора.

Возникновение плато с квантованными значениями холловского сопротивления  $\rho_{xy}(B)$  при соответствующем уменьшении значений продольного сопротивления  $\rho_{xx}$  связано с существованием вызванных беспорядком щелей подвижности в плотности состояний двумерной (2D) системы в сильном магнитном поле. Когда уровень Ферми в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) оказывается в щели между соседними уровнями Ландау, наблюдается термоактивированное поведение  $\rho_{xx}$  (или  $\sigma_{xx}$ ) благодаря возбуждению электронов в узкую полосу делокализованных состояний (шириной  $\Gamma$ ) вблизи середины уширенного беспорядком уровня Ландау. Делокализованные состояния с дискретными значениями энергий  $E = E_N$  разделены щелями подвижности  $\Delta \gg k_B T$ , что выражается соотношением [1]:

$$\rho_{xx}(T) \propto \exp\left(-\frac{E_A}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где  $E_A = |E_F - E_N|$ .

Мы использовали метод термоактивационной проводимости для восстановления спектра 2D электронного газа в квантующих магнитных полях в широкой квантовой яме HgTe с инвертированной зонной структурой.

## Экспериментальные результаты

Энергия активации  $E_A$  как функция  $B$  для факторов заполнения вблизи  $\nu = 1, 2$  и  $3$  для исследуемого

образца представлена на рис. 1. Ширина щели подвижности, оцениваемая как  $\Delta = 2E_A^{\max}$ , тесно связана с разностью энергий между соседними уровнями Ландау  $\Delta = |E_N - E_{N'}|$  в пределах погрешности порядка  $\Gamma$ . Схема орбитальных и спиновых щелей для подзоны проводимости  $N1$  дана на вставке рис. 1.

На рис. 1 также показано сравнение полученных значений энергий активации с теоретическими оценками (обозначены звездочками), извлеченными из расчетов закона дисперсии уровней Ландау, выполненных нами в рамках  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  модели (рис. 2). Видно, что экспериментально и теоретически полученные значения энергетических щелей находятся в разумном согласии друг с другом, и, таким образом, поведение образца хорошо описывается в рамках  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  модели. Отметим, что мы не наблюдаем проявления сильного спин-орбитального расщепления Рашбы, вызываемого асимметрией потенциала квантовой ямы (см. рис. 1с в [2]).

## Обсуждение

Для  $\nu = 1$  щель находится между уровнем Ландау  $N=0\downarrow$  подзоны  $N2$  и уровнем Ландау  $N=-1\downarrow$  подзоны  $N1$  при  $B_1=6.3$  Тл. Графически из рис. 2 видно, что  $\Delta_1$  должно быть близко по величине к щели между размерно-квантованными уровнями тяжелых дырок  $N1$  и  $N2$  при  $B = 0$ :

$$\Delta_1 \cong E_{N_1} - E_{N_2} = 3\varepsilon_n, \quad \varepsilon_n = \frac{\pi^2}{2} \frac{\hbar^2}{m_n d^2}, \quad (2)$$

где  $m_{hh}$  – объемная масса тяжелых дырок. Для  $m_{hh} = 0.25 m_0$  [3] и  $d = 20$  нм имеем  $3\epsilon_h = 9.6$  мэВ, что близко к экспериментальному значению  $\Delta_1 \approx 12$  мэВ.

Для уровней Ландау, соответствующих  $\nu = 2$  и 3, в соответствии со схемой на рис. 1 мы имеем:

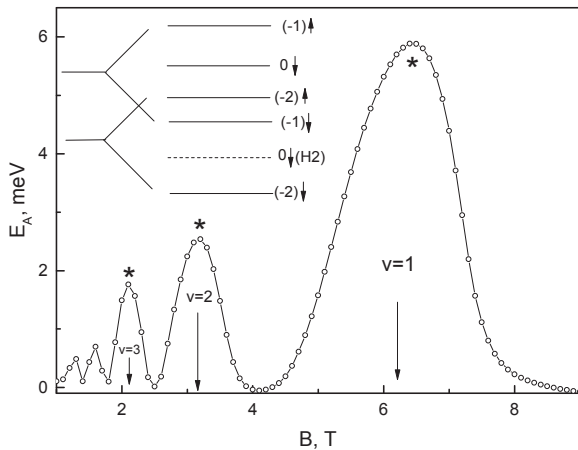
$$\Delta_2 = \Delta_c(B_2) - \Delta_z(B_2), \Delta_3 = 2\Delta_c(B_3) - \Delta_z(B_3). \quad (3)$$

Здесь  $\Delta_c$  и  $\Delta_z$  – циклотронное и зеемановское расщепление, соответственно,  $\Delta_c = \hbar \omega_c$ ,  $\omega_c = eB/m_c$ ,  $m_c$  эффективная масса электрона на уровне Ферми, и  $\Delta_z = g\mu_B B$ ,  $g$  – фактор Ланде,  $\mu_B = e\hbar/2m_0$  – магнетон Бора;  $B_2 = 3.15$  Т и  $B_3 = 2.1$  Т. Используя экспериментальные значения  $\Delta_2$  и  $\Delta_3$  и пренебрегая зависимостью от поля эффективной массы и  $g$ -фактора для  $B_3 < B < B_2$ , мы получаем следующие оценки:  $m_c/m_0 = 0.037 \pm 0.005$  и  $g = 75 \pm 5$ .

Заметим, что в случае если бы зеемановское расщепление было меньше циклотронного в подзоне H1, мы бы имели

$$\Delta_2 = \Delta_c(B_2) - \Delta_z(B_2), \Delta_3 = \Delta_z(B_3). \quad (4)$$

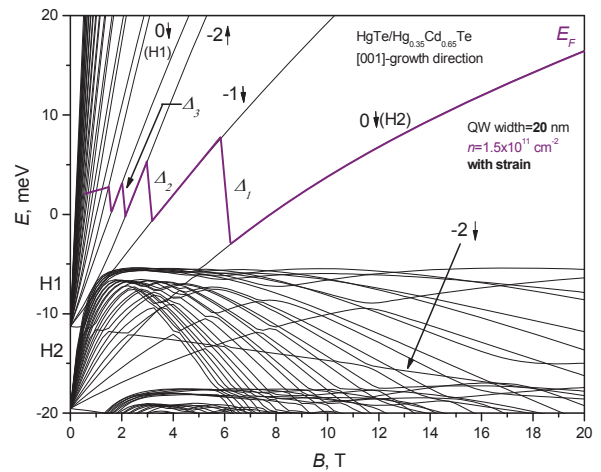
Тогда были бы получены следующие значения параметров:  $m_c/m_0 = 0.037$  (как и в предыдущем случае) и  $g = 28 \pm 2$ .



**Рис. 1.** Зависимости от магнитного поля извлеченных из эксперимента значений энергий активации и рассчитанных величин энергетических щелей (звездочки) для  $\nu = 1, 2$  и 3. На вставке: схема расположения уровней Ландау для подзона тяжелых дырок H1 и H2 в исследуемом образце.

Теоретические значения параметров на дне двумерной подзоны тяжелых дырок следующие:  $g = 6k$  ( $\cong 60$  для HgTe) и  $m_0/m_c = (\gamma_1 + \bar{\gamma})$  ( $m_c/m_0 = 0.047$  для HgTe) [4-6]. Отметим, что оценки циклотронной и зеемановской энергий, сделанные из активационного анализа в сильных магнитных полях, могут

сильно отличаться от этих значений  $g$  и  $m_c/m_0$  из-за смешанной природы подзона тяжелых дырок при конечных  $k_{||}$ , которая ведет к выраженной нелинейности полевой зависимости уровней Ландау в режиме с инверсной зонной структурой. Экспериментально полученные ранее значения  $g$  and  $m_c/m_0$  для квантовой ямы HgTe с инверсным расположением зон существенно зависят от концентрации 2D-электронов и ширины квантовой ямы [7 – 10].



**Рис. 2.** Уровни Ландау как функции магнитного поля для подзона H1 и H2 для HgTe/Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te (001),  $d_w = 20$  нм,  $n_{2DEG} = 1.5 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Уровни Ландау обозначены в соответствии с [2]. Толстой линией показано движение уровня Ферми.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326, при поддержке РФФИ, грант № 17-02-00330, и программы ФИ УрО РАН, 15-9-2-21.

### Литература

1. M.G. Gavrilo, I.V. Kukushkin, JETP Lett. **43**, 79 (1986).
2. E.G. Novik, et al, Phys.Rev. B **72**, 035321 (2005).
3. Y. Guldner, et al, Phys. Rev. B **8**, 3875 (1973).
4. R.W. Martin, et al, Phys. Rev. B **42**, 9237 (1990).
5. N.A. Gorodilov, et al, JETP Lett. **56**, 394 (1992).
6. M.A. Semina and R.A. Suris, Semiconductors, **49**, 797 (2015).
7. A. Pfeuffer-Jeschke, et al, Physica B **256-258**, 486 (1998).
8. X.C. Zhang, et al, Phys.Rev. B **63**, 245305 (2001).
9. Z.-D. Kvon, et al, cond-mat/0708.2175.
10. T. Khouri, et al, Phys. Rev. B **93**, 125308 (2016).



# Формирование Ферми-арки в вейлевском полуметалле: ключевая роль междолинного взаимодействия

Ж.А. Девизорова\*<sup>1,2</sup>, В.А. Волков<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 7, Москва, 125009.

\*DevizorovaZhanna@gmail.com

Выведены граничные условия и спектры поверхностных состояний в Вейлевском полуметалле. Показано, что интерфейсное междолинное взаимодействие играет ключевую роль в образовании Ферми арки.

## Введение

В последнее время Вейлевские полуметаллы привлекли существенное внимание исследователей, поскольку они расширяют топологическую классификацию материалов и демонстрируют довольно экзотические поверхностные состояния. Это 3D материалы, в которых зона проводимости и валентная зона касаются в особых точках зоны Бриллюэна (Вейлевских точках) и вблизи этих точек спектр квазичастиц линейный. Вейлевские точки топологически защищены, поскольку каждая точка представляет собой псевдо-магнитный монополю в  $k$ -пространстве и характеризуется соответствующим киральным зарядом. Поверхностные состояния в Вейлевских полуметаллах получили название «Ферми-арки», так как их Ферми контура при нулевой энергии представляют собой арки, соединяющие проекции объемных Вейлевских точек с противоположными киральными зарядами на поверхностную зону Бриллюэна [1]. Хотя Ферми-арки были получены из первопринципных численных расчетов [2] и наблюдались экспериментально [3], нет простой аналитической модели, которая позволила бы их описать, учитывая только нетривиальную топологию Вейлевского полуметалла и атомарно-резкий обрыв кристаллического потенциала на поверхности образца. Мы предлагаем такую модель.

## Результаты и обсуждение

Объемный спектр с двумя Вейлевскими точками описывается эффективным двухдолинным кр-гамильтонианом. Для описания поверхностных состояний этот гамильтониан должен быть дополнен граничными условиями на поверхности образ-

ца. Нам удалось вывести такие граничные условия из общефизических требований, принимая во внимание как внутридолинное, так и междолинное взаимодействие на атомарно-резком интерфейсном потенциале. Мы доказываем, что последнее играет ключевую роль в формировании поверхностных состояний, форма которых согласуется с экспериментом. В отсутствие междолинного взаимодействия, Ферми контура поверхностных состояний при нулевой энергии представляют собой лучи, исходящие из проекций объемных Вейлевских точек, которые в зависимости от внутридолинного взаимодействия либо не пересекаются, либо имеют точку пересечения. В первом случае учет интерфейсного междолинного взаимодействия выше порогового значения приводит к смыканию лучей и образованию Ферми-арки. Во втором случае из-за междолинного взаимодействия лучи расталкиваются в точке пересечения также с образованием Ферми-арки. Результаты открывают широкие возможности для эффективного описания влияния внешних полей на свойства поверхностных состояний в Вейлевских полуметаллах.

*Работа Ж.А. Девизоровой поддержана РФФИ (проект 16-32-00708) и фондом «Династия».*

## Литература

1. X. Wan, A. M. Turner, A. Vishwanath et al. // Phys. Rev. B, V. 83, 205101 (2011).
2. S.-M. Huang, S.-Y. Xu, I. Belopolski et al. // Nature Comm., V. 6, 7373 (2015).
3. S.-Y. Xu, I. Belopolski, N. Alidoust et al. // Science, V. 349, 613 (2015).

# Численный расчет параметров Рашбы и Дрессельхауза в асимметричных квантовых ямах на основе $A^{III}B^V$

В.Е. Дегтярев, С.В. Хазанова\*, А.А. Конаков

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

\*khazanova@phys.unn.ru

С помощью 8-зонной модели Кейна и конечно-разностной схемы с дискретизацией в координатном пространстве численно выполнены расчеты зависимостей энергий подзон размерного квантования и огибающих волновых функций для квантовых ям  $[0\ 0\ 1]$  на основе полупроводников  $A_3B_5$  со структурой цинковой обманки. Исследовано влияние зонных параметров квантовой ямы, а также величины внешнего электрического поля, ориентированного вдоль направления роста структуры, на соотношение параметров спин-орбитального взаимодействия Рашбы и Дрессельхауза. Показано, что в структурах GaAs/InGaAs при определенной величине электрического поля возможно равенство параметров спин-орбитального взаимодействия, что является условием формирования устойчивых спиновых «хеликсов». Установлено также, что в симметричных ямах GaAs/InGaAs при определенных ширинах ям и химическом составе барьеров может исчезать линейное по волновому вектору спин-орбитальное взаимодействие.

## Введение

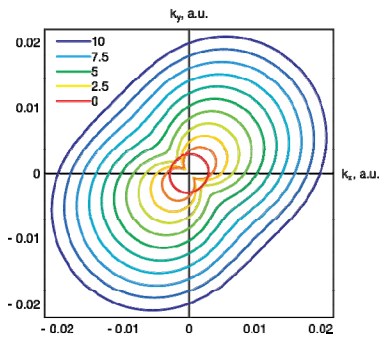
Благодаря ярко выраженным спиновым явлениям, квантово-размерные структуры на основе полупроводников  $A^{III}B^V$  всё чаще используются в приборах спинтроники [1,2]. Известно, что спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) становится более заметным для гетероструктур, содержащих тяжелые элементы (In, Sb) и растет с понижением симметрии структур. Поскольку эффективность приборов спинтроники зависит от величины спинового расщепления, необходимо связать данную величину с реальными параметрами гетероструктур. В двумерных кристаллических системах основной вклад в СОВ вносят взаимодействие Дрессельхауза, обусловленное асимметрией элементарной ячейки кристалла (вклад BIA) и взаимодействие Рашбы, обусловленное структурной асимметрией (вклад SIA). Соотношение параметров СОВ (SIA/BIA) во многом определяет различные спин-зависимые явления, в том числе скорости спиновой релаксации. В то же время экспериментальное определение значений этих параметров в каждом случае остается сложной задачей. Численные расчеты позволяют не только оценить расщепление энергетических уровней, но и исследовать возможность управления соотношением параметров СОВ в различных гетеросистемах. Наиболее интересными с точки зрения проявления спиновых свойств материала являются случаи близости или равенства по модулю данных параметров ( $\alpha = \pm\beta$ ).

## Метод расчета

В данной работе при помощи 8-зонной модели Кейна [3] с учетом СОВ рассчитаны квантовые состояния в асимметричных GaAs/InGaAs и InSb/GaSb квантовых ямах (КЯ) с произвольным профилем состава. Асимметричный потенциал моделировался как путем включения внешнего электрического поля в направлении роста структуры, так и введением ступенчатого профиля состава. Параметры эффективного гамильтониана (включая  $E_g$  и  $\Delta_{SO}$ ) задавались как функции координаты вдоль оси роста  $[001]$ , приведенные в [3]. Одномерное уравнение Шрёдингера типа для огибающей решалось численно методом конечных разностей [4].

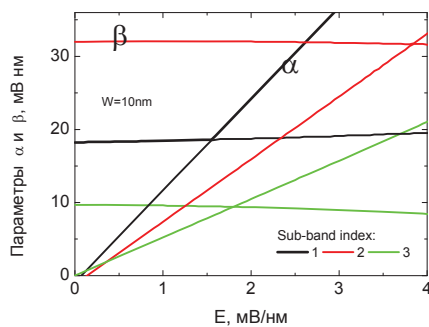
## Результаты

В работе исследовано влияние зонных параметров КЯ, а также величины внешнего электрического поля ( $E = 0 - 0.4$  мВ/нм), ориентированного вдоль направления роста структуры, на соотношение параметров СОВ. Для этого нами, во-первых, рассчитано спиновое расщепление электронных подзон размерного квантования в КЯ, описываемое суперпозицией эффектов Рашбы и Дрессельхауза, и исследовано его влияние на форму изоэнергетических поверхности. На рис. 1 построена угловая зависимость энергетического спектра нижней подзоны размерного квантования для различных направлений импульсного пространства.



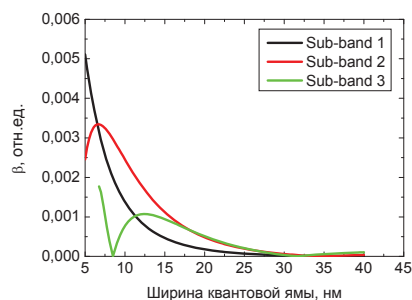
**Рис. 1.** Проекция энергетического спектра 2D электронов с СОВ одной из подзон размерного квантования для трех кристаллографических направлений  $k$ -пространства.

Из анализа величины спинового расщепления получены значения констант Рашбы и Дрессельхауза для каждой подзоны размерного квантования (рис. 2). Оценки сделаны для гетероструктур InGaAs/GaAs и InGaSb/GaSb с различным профилем состава.



**Рис. 2.** Зависимость параметров Рашбы и Дрессельхауза для трех первых подзон размерного квантования от напряженности электрического поля в InGaAs/GaAs КЯ.

Кроме того, нами установлено, что величина параметра Дрессельхауза немонотонно зависит от номера подзоны размерного квантования и ширины КЯ (рис. 3), обращаясь в нуль при некоторых параметрах КЯ.



**Рис. 3.** Зависимость модуля параметра Дрессельхауза трех первых подзон размерного квантования от ширины InGaAs/GaAs КЯ.

Показано также, что в структурах InGaAs/GaAs при определенной величине электрического поля величины параметров СОВ могут быть равны. Такие КЯ интересны с точки зрения реализации режима электронной спиновой прецессии типа устойчивого спинового «хеликса» [5].

## Выводы

Путем непосредственного численного моделирования предложена методика, позволяющая оценить индивидуальный вклад СОВ Дрессельхауза и Рашбы для различных видов асимметричных квантовых структур. Результаты расчётов показывают, что асимметрия потенциала способствует увеличению спинового расщепления всех подзон размерного квантования.

В данной работе продемонстрирована возможность создания условий равенства констант Рашбы и Дрессельхауза, что является условием формирования устойчивых спиновых «хеликсов» [5]. Установлено также, что в симметричных ямах GaAs/InGaAs при определенных ширинах ям и химическом составе барьеров может исчезать линейное по волновому вектору СОВ.

Предсказанные значения спинового расщепления доступны для экспериментального наблюдения при температурах  $\sim 4$  К. Таким образом, детально исследована возможность управления СОВ в рассматриваемых структурах, что может быть использовано для дизайна полупроводниковых гетероструктур с требуемыми параметрами.

## Литература

1. R. Winkler // Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 224, (2003).
2. S. D. Ganichev and L. E. Golub // Phys. Status. Solidi B, 251(9), 1801, (2014).
3. G. Bastard // Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures, Halsted Press (1988).
4. P. N. Brounkov et al // J. Appl. Phys. 80 (2), 864 (1996).
5. B.A. Bernevig, J. Orenstein, and S.-C. Zhang // Physical Review Letters, V. 97, 236601 (2006).

# Излучатели одиночных фотонов на основе одиночной (111) In(Ga)As квантовой точки и гибридного микрорезонатора

И.А. Дзеребзоз<sup>1,2,\*</sup>, В.А. Гайслер<sup>1,3</sup>, А.В. Гайслер<sup>1</sup>, Д.В. Дмитриев<sup>1</sup>, А.И. Торопов<sup>1</sup>, С. Ротд<sup>4</sup>, Т. Хайндел<sup>4</sup>, С. Боуноар<sup>4</sup>, А. Каганский<sup>4</sup>, С. Фишбах<sup>4</sup>, А. Шлехан<sup>4</sup>, Ш. Райтценштайн<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup> Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, ул. Кирова, 86, г. Новосибирск, 630102.

<sup>3</sup> Новосибирский Государственный Технический Университет, просп. Карла Маркса, 20, г. Новосибирск, 630073.

<sup>4</sup> Институт физики твердого тела, Технический университет Берлина, ул. Харденбергштрассе, 36, г. Берлин, 10623.

\* derebezov@isp.nsc.ru

Реализован гибридный резонатор на основе брэгговского отражателя и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной (111) In(Ga)As квантовой точкой. Микрорезонатор может быть использован для создания излучателей одиночных фотонов и излучателей фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе одиночных полупроводниковых квантовых точек.

## Введение

Неклассические источники света, такие как излучатели одиночных фотонов (ИОФ) и излучатели фотонных пар (ИФП), запутанных по поляризации, являются ключевыми элементами квантовых оптических информационных систем [1]. Одним из вариантов реализации таких излучателей является использование самоорганизованных полупроводниковых квантовых точек (КТ) [2]. Одиночные КТ могут являться излучателем пар запутанных фотонов, это происходит в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление не превышает естественную ширину экситонных уровней. В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации [3]. В реальных КТ, выращенных на подложках с ориентацией (001), расщепление экситонных состояний, как правило, превышает естественную ширину экситонных уровней [4]. Это является препятствием в создании излучателей фотонных пар на основе КТ. Решением этой проблемы является использование КТ, выращенных на подложках с ориентацией (111). В этом случае образуются КТ симметрии  $C_{3v}$ , в которых расщепление экситонных состояний может быть подавлено. В данной работе представлены результаты исследования источника одиночных фотонов на основе гибридного микрорезонатора. Микрорезонатор состоит из брэгговского отражателя (РБО), размещенного ниже слоя (111) In(Ga)As КТ, и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной (111) In(Ga)As КТ.

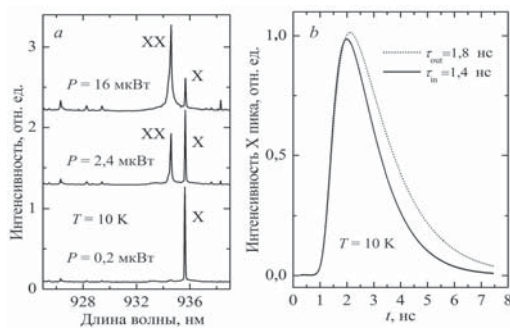
## Конструкция ИОФ

Исходная эпитаксиальная структура выращивалась с использованием молекулярно – лучевой эпитаксии (МЛЭ). Она состоит из полупроводникового РБО и слоя GaAs, содержащего слой (111) InGaAs КТ. РБО содержит 23 периода чередующихся  $\lambda/4$  слоев GaAs и  $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ , что обеспечивает коэффициент отражения ( $R \geq 0.99$ ) на рабочих длинах волн. Слой GaAs, выращиваемый на поверхности РБО, имеет толщину  $2\lambda$ . Внутри этого слоя на расстоянии  $\lambda/2$  от РБО располагается слой КТ. Микролинзы на поверхности образца формировались при помощи установки катодоллюминесценции (КЛ), совмещающей в себе возможности измерения спектров криогенной КЛ с высоким пространственным разрешением и проведения электронной литографии. В отсутствие микролинзы на поверхности структуры, внешняя квантовая эффективность излучателя низка, что задается полным внутренним отражением (ПВО) на границе раздела GaAs – воздух. Влияние ПВО существенно снижается при использовании микролинз. Расчет значения внешней квантовой эффективности излучателя в зависимости от характеристик микролинзы проводился на основе численного решения системы уравнений Максвелла [5, 6]. Моделирование показало, что по мере увеличения кривизны линзы, внешняя квантовая эффективность возрастает от низких значений и достигает уровня 25%. Исходные структуры выращивались на  $2^\circ$  отклоненных подложках (111)B GaAs на установке МЛЭ Riber C21. Слой КТ малой

плотности выращивался по механизму «капельной» эпитаксии. После синтеза эпитаксиальной структуры проводилось измерение спектров криогенной КЛ, и после определения латеральных координат одиночных КТ проводилась 3D электронная литография и формирование линзоподобных резистивных масок, расположенных над одиночными КТ. После чего проводилось плазменное травление, формирующее GaAs микролинзу над одиночной квантовой точкой.

## Экспериментальные результаты

Исследование излучателей проводилось с использованием методик криогенной стационарной и время – разрешающей микрофотолюминесценции ( $\mu$ -ФЛ). Спектры стационарной  $\mu$ -ФЛ микрорезонаторной структуры с микролинзой диаметром  $D = 2,4$  мкм и высотой  $H = 0,4$  мкм представлены на рис 1а. Как видно из рисунка, спектры содержат пики излучения одиночной КТ.



**Рис. 1.** Спектры  $\mu$ -ФЛ полностью завершенной микрорезонаторной структуры с микролинзой диаметром  $D = 2,4$  мкм и высотой  $H = 0,4$  мкм (а). Временные зависимости интенсивности экситонных пиков для двух КТ (б).

Интерпретация пиков люминесценции КТ проводилась с использованием зависимостей интенсивностей пиков от мощности излучения возбуждающего лазера. Использование микрорезонаторов позволяет увеличить быстродействие излучателя, что обусловлено эффектом Парселла. Снижение времени спонтанной эмиссии задается фактором Парселла  $F_P = \tau_{out} / \tau_{in}$ , где  $\tau_{in}$ ,  $\tau_{out}$  времена жизни внутри и вне резонатора. Фактор Парселла  $F_P$  задается выражением:  $F_P = 3Q(\lambda/n)^3 / (4\pi^2 V_{eff})$ , где  $V_{eff}$  – эффективный объем фундаментальной моды,  $Q$  – добротность,  $\lambda$  – резонансная длина волны,  $n$  – по-

казатель преломления среды, образующей микрорезонатор. Для экспериментально изучаемого микрорезонатора с микролинзой диаметром  $D = 2,4$  мкм и высотой  $H = 0,4$  мкм расчетное значение добротности составляет  $Q = 2 \cdot 10^2$  и расчетное значение  $F_P = \tau_{out} / \tau_{in} = 1,4$ . На рис. 1б приведены временные зависимости интенсивности экситонных пиков для двух КТ при импульсном возбуждении. Одна КТ находится в микрорезонаторе (сплошная линия на рис. 1), вторая – вне его (штриховая линия). Экспериментально определенные времена жизни экситонов для данных КТ составляют  $\tau_{in} = 1,4$  нс и  $\tau_{out} = 1,8$  нс, что задает значение  $F_P = 1,3$ , хорошо соответствующее расчетному.

## Заключение

В данной работе представлены результаты исследования гибридного микрорезонатора. Экспериментально продемонстрированы возможность адресации к одиночной квантовой точке, а также эффект Парселла, проявляющийся в уменьшении времени спонтанной эмиссии экситонных состояний КТ, находящейся в микрорезонаторе. Микрорезонатор может быть использован для создания излучателей одиночных фотонов и излучателей фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе одиночных полупроводниковых квантовых точек.

## Литература

1. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel and H. Zbinden // *Reviews of Modern Physics* V. 74, №1, 145 (2002).
2. В.А. Гайслер, А.В. Гайслер, И.А. Дербезов, А.С. Ярошевич и др. // *Физика и техника полупроводников*, 2015, том 49, 35, (2014).
3. А.В. Гайслер, И.А. Дербезов, А.С. Ярошевич, А.К. Калагин и др. // *Письма в ЖЭТФ*, том 97, 313, (2013).
4. R. Seguin, A. Schliwa, S. Rodt, K. Pötschke *et al.* // *Physical Review Letters*, V. 95, 257402, (2005).
5. JCMwave. JCMwave – complete finite element technology for optical simulations. <http://www.jcmwave.com> (2015)
6. Meep FDTD, <http://ab-initio.mit.edu/meep>.

# Влияние спин-зависимого рассеяния на спиновый транспорт электронов проводимости в кремнии, легированном висмутом

А.П. Деточенко<sup>1</sup>, А.А. Ежевский<sup>1,\*</sup>, А.В. Кудрин<sup>1</sup>, А.В. Сухоруков<sup>1</sup>, Д.В. Гусейнов<sup>1</sup>, А.А. Конаков<sup>1</sup>, Н.В. Абросимов<sup>2</sup>

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

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

\*ezhevski@phys.unn.ru.

При температуре ниже 50 К в структурах кремния, легированного примесью висмута с концентрациями  $10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , зависимость ЭДС Холла от величины внешнего магнитного поля представляет собой сумму нормально и спинового эффектов Холла, при этом последний имеет нелинейный вид. Такое поведение может быть объяснено рассеянием на примесном спин-орбитальном потенциале висмута частично поляризованных магнитным полем спинов носителей, которое приводит к возникновению дополнительной ЭДС Холла.

## Введение

Кремний, легированный донорами, с большим спин-орбитальным потенциалом (Sb, Bi) может представлять интерес у исследователей, работающих в области полупроводниковой спинтроники в связи с возможностью реализации спинового транспорта в таких структурах. Тяжелые доноры выполняют роль рассеивающих центров с сильным спин-зависимым эффектом, а легкие доноры (P, Li) создают необходимую концентрацию носителей в образце.

## Методика эксперимента

Образцы природного кремния, легированного висмутом с разной степенью концентрации от  $1.1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  до  $7.7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , были выращены методом зонной плавки. Вклад спин-зависимого рассеяния в ЭДС Холла был изучен с помощью техники эффекта Холла с использованием гелиевого криостата Janis Research CCS-300S/202.

## Результаты и обсуждение

В работе [1] было показано, что в кремнии, легированном висмутом, наблюдается отклонение от линейной зависимости холловского сопротивления от магнитного поля в диапазоне температур 10 – 50 К, которое связано с проявлением спинового эффекта Холла.

Экспериментальные зависимости ЭДС Холла от магнитного поля при температурах ниже 50 К представляют собой сумму нормального и спинового эффекта Холла (рис.1), при этом при увеличении концентрации примеси вклад последней составляющей возрастает.

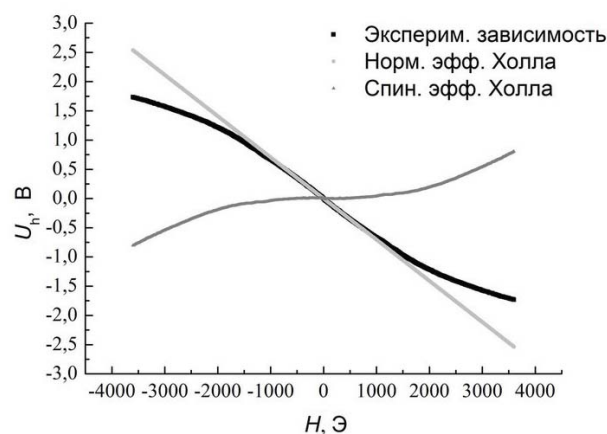


Рис. 1. Зависимость ЭДС Холла от напряженности магнитного поля при  $T = 30 \text{ К}$  для образца кремния, легированного висмутом с концентрацией  $7.7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Поскольку поляризация спинов носителей в магнитном поле может привести только к линейному вкладу, который трудно обнаружить на фоне нормального эффекта Холла, то можно предположить о существовании другого механизма поляризации, дающего нелинейный вклад в зависимость ЭДС Холла от магнитного поля.

Поляризация за счет процессов, связанных с переверотом спина носителя при рассеянии на спин-поляризованном электроне, локализованном на  $\text{Bi}$ , может быть описана следующим образом.

Изменение во времени плотности носителей со спином вверх в результате рассеяния с переверотом спина  $dn_{\uparrow}^{\text{flip}}/dt$  имеет вид:

$$\frac{dn_{\uparrow}^{\text{flip}}}{dt} = CN_{\uparrow}n_{\downarrow}W_{\downarrow\uparrow}, \quad (1)$$

где  $C$  – константа,  $N_{\uparrow}$  – концентрация доноров со спином вверх,  $n_{\downarrow}$  – концентрация электронов со спином вниз,  $W_{\downarrow\uparrow}$  – вероятность переверота спина электрона. Аналогичное выражение может быть написано для противоположных спинов свободного носителя и донора.

За время  $\Delta\tau$  число носителей со спином вверх за счет процессов рассеяния с переверотом спина возрастет на  $\Delta n_{\uparrow}^{\text{flip}}$ :

$$\Delta n_{\uparrow}^{\text{flip}} = CNn \left[ \frac{1}{4} - \left( \frac{e^{-\frac{g\mu_B H}{kT}} - 1}{e^{-\frac{g\mu_B H}{kT}} + 1} \right)^2 \right] \left( \frac{1}{\tau_{\uparrow}} - \frac{1}{\tau_{\downarrow}} \right) \Delta\tau. \quad (2)$$

Здесь  $N$  – концентрация доноров,  $n$  – полная концентрация свободных носителей.

ЭДС, которая возникает при нарушении равенства числа носителей со спином вверх и вниз имеет вид [2]:

$$V_{\text{SH}} = 4\pi R_{\text{SH}} L j_x \mu_B (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}), \quad (3)$$

где  $R_{\text{SH}}$  постоянная спин-Холл эффекта,  $L$  – длина образца,  $j_x$  – плотность тока, которая в нашем случае имеет три составляющие:

$$j = j_{\uparrow}^0 + \Delta j_{\uparrow} + \Delta j_{\uparrow}^{\text{flip}}, \quad (4)$$

где первое слагаемое есть плотность дрейфовой составляющей спинового тока, второе – изменение плотности спинового тока за счет магнитного поля, третий – изменение плотности тока за счет процессов рассеяния с переверотом спина.

Концентрации электронов с определенной спиновой ориентацией также включают в себя три слагаемых:

$$\begin{aligned} n_{\uparrow} &= n_{\uparrow}^0 + \Delta n_{\uparrow} + \Delta n_{\uparrow}^{\text{flip}} \\ n_{\downarrow} &= n_{\downarrow}^0 - \Delta n_{\downarrow} - \Delta n_{\downarrow}^{\text{flip}} \end{aligned} \quad (5)$$

где  $n_{\uparrow}^0$  – начальная концентрация носителей со спином вверх, второе слагаемое – изменение кон-

центрации электронов со спином вверх за счет поляризации в магнитном поле, третье – изменение концентрации электронов за счет процессов рассеяния с переверотом спина.

Тогда выражение для ЭДС спинового эффекта Холла можно представить в виде:

$$V_{\text{SH}} = 16\pi R_{\text{SH}} L e v_x \mu_B A n^2 + 16\pi R_{\text{SH}} L e v_x \mu_B A n^2 N \frac{1}{\tau_s} C \Delta\tau v_x \left[ \frac{B}{4} - A^2 \right], \quad (6)$$

где  $A = (e^{g\mu_B H/kT} - 1)/(e^{g\mu_B H/kT} + 1)$ ,  $v_x$  – скорость свободных носителей.

Полная ЭДС, возникающая в образцах кремния, легированного висмутом имеет вид:

$$V_{\text{H}} = R_{\text{H}} L H e n v_x - V_{\text{SH}}. \quad (7)$$

Тогда нормальный и спиновый вклад в зависимость ЭДС Холла от напряженности магнитного поля согласно (7) будет иметь вид, изображенный на рис. 2.

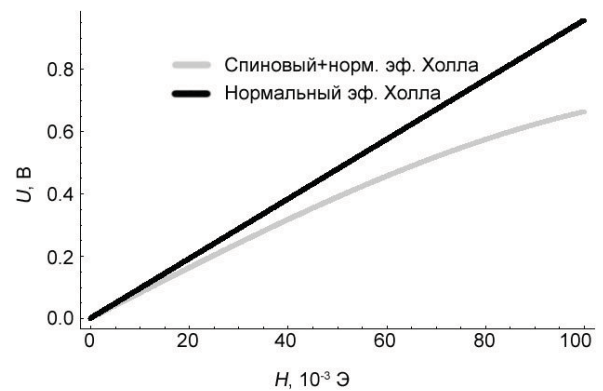


Рис. 2. Теоретические зависимости эффекта Холла, рассчитанные при  $T = 30$  К

Таким образом, процессы рассеяния, связанные с переверотом спина носителя при рассеянии на спин-поляризованном электроне, локализованном на доноре  $\text{Bi}$ , приводят к нелинейной зависимости ЭДС Холла от напряженности магнитного поля. Этот эффект сильно зависит от температуры и магнитного поля и, поэтому, не наблюдается при температурах выше 50К.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-42-02254 р\_поволжье\_a

### Литература

1. A.V. Soukhorukov et al. // Solid State Phenomena V. 242, 327 (2016).
2. J.E. Hirsch // Phys. Rev. Lett. V.83 1834 (1999).

# Проявление динамического эффекта Яна-Теллера у мелкого донорного центра лития с орбитально вырожденным основным состоянием в кремнии

А.А. Ежовский<sup>1</sup>, А.А. Конаков<sup>1</sup>, А.П. Деточенко<sup>1</sup>, С.А. Попков<sup>1</sup>, А.В. Сухоруков<sup>1</sup>, Д.В. Гусейнов<sup>1</sup>, N.V. Abrosimov<sup>2</sup>, H. Riemann<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т. Гагарина, 23, Нижний Новгород.

<sup>2</sup> Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str., 2, Berlin, Germany.

\*ezhevski@phys.unn.ru,

Для мелкого донорного центра лития в кремнии с орбитально-вырожденным основным состоянием рассматривается модель динамического эффекта Яна-Теллера, вследствие которого в температурном диапазоне 3.8-10 К литий располагается в центре междоузлия, а при понижении температуры, когда тепловая энергия становится порядка энергии ЯТ ( $E_{\text{ЯТ}} \sim 10^{-4}$  эВ  $\sim kT_{1.1\text{К}}$ ), атом лития смещается из центра и параметры его состояния претерпевают резкие изменения.

Спин-орбитальное (СО) взаимодействие в твердых телах играет важную роль в явлениях, связанных со спином. В полупроводниках зависящие от спина процессы захвата и рассеяния носителей предполагают наличие спинов электронов, локализованных, на примесных центрах, электронов проводимости и дырок. Известно, что СО взаимодействия существенным образом влияют на эти процессы. Величина и природа СОВ в таких процессах очень важна, но не всегда делаются правильные оценки решеточных и примесных вкладов в СОВ, поскольку экспериментально последние можно определить часто только косвенно, а строгих теоретических методов оценок нет.

При исследовании процессов рассеяния спина электрона на примесном спин-орбитальном потенциале для оценок вероятностей использовались параметры спин-орбитальных взаимодействий свободных атомов, которые почти на четыре порядка больше известных СО расщеплений у примесных центров в кристаллах. Только в недавних работах [1,2] при описании процессов спиновой релаксации в кремнии, легированном мелкими донорами ( $N_d > 10^{19} \text{см}^{-3}$ ) применялись параметры спин-орбитальной связи примесных атомов в решетке кремния.

В ряду мелких доноров V группы (P - Bi) в Si основное состояние является орбитальным синглетом ( $A_1$ ) и константы СОВ для донорных состояний могут быть измерены из расщеплений оптических спектров, однако они наблюдались только для

сурьмы и висмута. Для более легких донорных центров фосфора и мышьяка константы СО связи были оценены при изучении процессов спиновой релаксации [3]. Среди мелких донорных центров в кремнии орбитально вырожденным основным состоянием обладает лишь литий. Пятикратно вырожденное состояние ( $T_2$ ,  $E$ ) лежит ниже на 1.8 мэВ состояния  $A_1$ . Структуру и симметрию основного состояния, и его расщепление за счет СОВ можно изучать с помощью ЭПР из угловых зависимостей положений линий в спектрах. Такие исследования были проведены в [4] в интервале температур 1.5 - 2 К и в [5-7] при температурах 3.5-10 К. Оба спектра имели линии, относящиеся к триплетным  $T_{2x}$ ,  $T_{2y}$ ,  $T_{2z}$  и дублетным  $E_{\sigma}$ ,  $E_{\pi}$  состояниям донора Li, описывались одной и той же формой спинового гамильтониана, но с существенно различными g-факторами и параметрами СО связи, а также временами  $T_1$ , спиновой релаксации (константы СО связи отличались на 4 порядка в [4,5-7]). Несмотря на различия, оба спектра ЭПР были отнесены к изолированному мелкому донорному центру Li. Чтобы понять такое поведение лития, мы рассмотрели возможное влияние на состояния Li динамического эффекта Яна Теллера (ЭЯТ).

Как известно, ЭЯТ возникает, когда основное состояние является вырожденным. Ранее энергия ЯТ для центра Li в кремнии оценивалась в [4] и получено:  $E_{\text{ЯТ}} \sim 10^{-4}$  эВ. Это значение значительно меньше известных энергий для ян-теллеровских глубоких центров, поэтому в [4] было сделано предпо-



ложение, что для мелких донорных центров ЭЯТ несуществен. Следует, отметить, что, тем не менее, эта величина значительно превышает энергию зеемановского расщепления состояний, расщеплений за счет случайных упругих напряжений, а также разницу энергий между состояниями дублета и триплета ( $0.06 \text{ см}^{-1}$ ), наблюдаемую и измеренную в [8] по спектрам оптического поглощения в кремнии  $^{28}\text{Si}$ , легированном литием. С другой стороны энергия Яна-Теллера  $E_{\text{ЯТ}} \sim 10^{-4}$  эВ по порядку величины совпадает с тепловой энергией  $kT$  при  $T=1.5\text{К}$ , при которой были измерены спектры с  $g>2$  в [4]. Поэтому, как и в работе [9], в которой изучались мелкие акцепторы с орбитально-вырожденными состояниями в GaP, и наблюдались вращательные спектры акцепторов из-за динамического ЭЯТ, в случае лития в кремнии при низких температурах также возможно возникновение вращательного момента у атома лития за счет динамического ЭЯТ. В [4], однако, такие эффекты не рассматривались.

Известно, что энергию ЯТ можно представить в виде:

$$E_{\text{ЯТ}} = A^2 / M\omega_{ph}^2, \quad (1)$$

где  $A$  – константа вибронной связи,  $\omega_{ph}$  – частота колебательной моды. Поскольку энергии ЯТ и вращения для момента  $J=1$  связаны соотношением:

$$E_{\text{ЯТ}} \cdot E_{J=1} = (\hbar\omega_{ph})^2, \quad (2)$$

то дополнительную энергию за счет вращения можно записать как

$$E_J = (\hbar^2 / 2I)J(J+1), \quad (3)$$

где момент инерции  $I$  в (3) равен

$$I = A^2 / M\omega_{ph}^4. \quad (4)$$

Оценки значений этих энергий дают:  $E_{\text{ЯТ}} = 3 \cdot 10^{-4}$  эВ,  $E_J = 1 \cdot 10^{-3}$  эВ.

Как и в [4] можно оценить параметры спин-орбитальной связи  $\lambda = \langle \Psi_x | \hat{H}_{SO} | \Psi_y \rangle$ , где

$$\hat{H}_{SO} = \frac{\hbar}{2m^2c^2} (\vec{\nabla}V \times \vec{k}) \cdot \vec{S} \quad (5)$$

Мы оценили поправку к константе спин-орбитальной связи донорного электрона за счет вращательного движения лития и получили, что она может быть около  $10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . С другой стороны, наши оценки кремниевого вклада, также как и литиевого примесного вклада без учета ЭЯТ дали значение  $\lambda \sim 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ , совпадающее с полученным нами в [5-7] при  $T>3.5\text{К}$ . Все же величина поправки за счет ЭЯТ на порядок меньше величины, полученной в [4] при  $T=1.5-2\text{К}$ . По-видимому, необходимо учесть еще и другие вклады, например, изменение в кристаллическом потенциале, обусловленное смещением из центральной позиции в тетраэдрическом междоузлии за счет динамического ЭЯТ. Поэтому мы предполагаем, что в работе [4] наблюдался спектр лития, находящегося в состоянии, обусловленном динамическим ЭЯТ, и тогда оба спектра, в действительности, принадлежат одному и тому же центру. В температурном диапазоне 3.8-10 К литий располагается в центре междоузлия, а при понижении температуры, когда тепловая энергия становится порядка энергии ЯТ ( $E_{\text{ЯТ}} \sim 10^{-4}$  эВ  $\sim kT_{1.1\text{К}}$ ), атом лития смещается из центра и параметры его состояния претерпевают резкие изменения. Необходимы дальнейшие более точные оценки таких изменений, основывающихся на более строгих моделях, а также экспериментальных данных.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант № 15-42-02254 p\_поволжье\_a*

## Литература

1. Y. Song and H. Dery // Phys. Rev. B V. 86, 085201 (2012)
2. Y. Song, O. Chalaev, H. Dery // Phys. Rev. Lett. V. 113, 167201 (2014)
3. T.G. Castner // Phys. Rev. // V.155, 816, (1967).
4. G.D. Watkins, F.S. Ham // Phys. Rev. V. 1. 4071 (1970).
5. А.А. Ежевский и др. ФТП // Т.46. С. 1468 (2012).
6. А.А. Ezhevskii et al, Solid State Phenomena // V. 205-206, 191 (2014).
7. А.А. Ezhevskii et al, // Solid State Phenomena V. 242, 327 (2016).
8. D. Karaiskaj, J. A. H. Stotz, T. Meyer, M. L.W. Thewalt, and M. Cardona // Phys. Rev. Lett. // V. 90, 2186402-1 (2012).
9. T.N. Morgan, M.K. Lorenz, A. Onton // Phys. Rev. Lett. // V. 25, 906 (1972).

# Влияние условий роста на состав твёрдого раствора $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}/\text{GaAs}(001)$ при МЛЭ

Е.А. Емельянов\*, М.О. Петрушков, И.Д. Лошкарёв, М.А. Путято, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, А.В. Васев

ИФП СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

\*e2a@isp.nsc.ru

Экспериментально исследовано влияние температуры подложки ( $T_s$ ), плотности потоков молекул  $\text{As}_2$ ,  $\text{Sb}_4$  на состав слоев твёрдых растворов  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}(001)$  при молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Проведен анализ экспериментальных данных, полученных в диапазоне  $T_s$  от  $320^\circ\text{C}$  до  $420^\circ\text{C}$ . Результаты анализа представлены в виде кинетической модели, описывающей процесс формирования состава твёрдого раствора  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}(001)$  при МЛЭ.

## Введение

Твёрдые растворы  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$  используются в различных оптоэлектронных приборах чувствительных к ИК излучению с длиной волны вплоть до 12,4 мкм. Высокая подвижность электронов позволяет использовать твёрдые растворы  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$  для создания НЕМТ структур. Однако существует ряд проблем связанных с получением высококачественных эпитаксиальных слоёв  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ .

Одной из них является отсутствие изопериодического подложечного материала для всего диапазона составов  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$  [1]. Это приводит к ухудшению качества выращенных структур из-за введения дефектов, обусловленных рассогласованием постоянных решёток плёнки и подложки.

Также существенным затруднением является формирование слоев с заданным составом в подрешетке V группы. Состав твердого раствора зависит как от величин потоков молекул сурьмы и мышьяка ( $J_{\text{As}}$ ,  $J_{\text{Sb}}$ ), так и от коэффициентов их встраивания ( $S_{\text{Sb}}$ ,  $S_{\text{As}}$ ). Коэффициенты встраивания являются сложными функциями  $T_s$ , величин и соотношений молекулярных потоков элементов III и V групп, зависят от молекулярной формы элементов пятой группы в потоке [2]. Поэтому, задача описания процесса формирования состава твердого раствора  $\text{InAsSb}$  в подрешетке V группы при МЛЭ сохраняет свою актуальность, а ее решение представляет практический и теоретический интерес.

## Эксперимент

В данной работе проведено экспериментальное исследование влияния  $T_s$ , плотности потоков молекул

$\text{As}_2$ ,  $\text{Sb}_4$  при фиксированном потоке атомов In на встраивание мышьяка и сурьмы при МЛЭ твёрдых растворов  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}(001)$ . Образцы со слоями твердого раствора выращивались на подложках GaAs(001). Методика и результаты выполненных исследований подробно изложены в [3, 4].

## Результаты

На основе анализа полученных экспериментальных данных предложена кинетическая модель, описывающая процесс формирования состава твердого раствора  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}(001)$  в подрешетке V группы. С использованием модели были проанализированы полученные данные по влиянию условий роста на состав твердого раствора  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}/\text{GaAs}(001)$ . На рис. 1 представлена зависимость доли ( $x$ ) от  $T_s$ , где квадраты — экспериментальные данные, а кружки — модельные расчёты. Максимальное отклонение расчётного значения состава ( $x$ ) от измеренного составило 5,8 %.

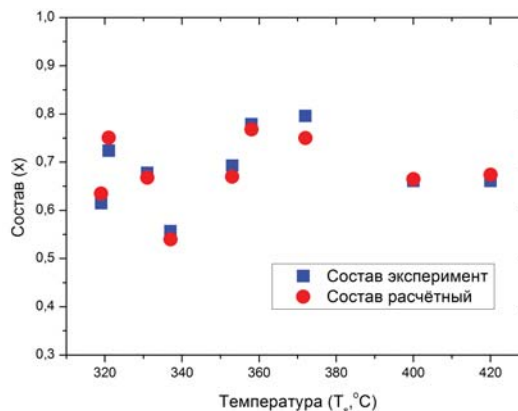


Рис. 1. Зависимость состава твердого раствора  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}/\text{GaAs}(001)$  от  $T_s$ .

## Заклучение

В работе представлены результаты экспериментального исследования влияния условий роста на состав слоев  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}(001)$  проведенного в широком диапазоне условий эпитаксии в рамках единого методологического подхода к измерению температуры роста и плотности молекулярных потоков. На основании анализа полученных данных предложена кинетическая модель процесса формирования состава твердого раствора  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}(001)$ . Модель может быть использована для выбора условий роста слоев твердого раствора  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}/\text{GaAs}(001)$  с заданной долей мышьяка при МЛЭ с использованием потоков молекул  $\text{As}_2$  и  $\text{Sb}_4$  в широком диапазоне ростовых температур.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ – 14-02-31054, 16-32-00172 и РНФ 161200023*

## Литература

1. H. Gao, W. Wang, Z. Jiang, L. Liu, J. Zhou, H. Chen // *J. Cryst. Growth*, 308, 406, (2007).
2. А.Н. Семенов, В.С. Сорокин, В.А. Соловьев, Б.Я. Мельцер, С.В. Иванов // *ФТП*, 38, 3, 278, (2004).
3. Е.А. Емельянов, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, Д.Ф. Феклин, В.В. Преображенский // *ФТП*, 49, 2, 163, (2015).
4. E.A. Emel'yanov, A.V. Vasev, B.R. Semyagin, A.P. Vasilenko, A.A. Komanov, A.K. Gutakovskii, M.A. Putyato, V.V. Preobrazhenskii // *J. Phys.: Conference Series*, 643, 012006, (2015).

# Термоэлектрические эффекты в наноразмерных слоях силицида марганца

И.В. Ерофеева\*, М.В. Дорохин, В.П. Лесников, А.В. Здравейщев, Ю.В. Кузнецов

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

\*irfeya@mail.ru

Экспериментально изучено поведение зависимости термоэдс от температуры в интервале 100 - 500 °С в тонких нанометровых слоях  $Mn_xSi_{1-x}$  и сверхрешетках  $Si/Mn_xSi_{1-x}$ , осаждённых на подложку Si. Рассмотрено влияние подложки на зависимость термоэдс от  $T$ .

## Введение

Наиболее перспективным способом повышения добротности термоэлектрических преобразователей энергии является использование структур, содержащих наноразмерные объекты (квантовые точки, сверхрешетки, нанокомпозиты и др.) [1]. Выбор материалов основывается на требованиях к величине эффективности термоэлектрического преобразования, а также к диапазону рабочих температур. Перспективным материалом для интервала 100 - 400°С считается силицид марганца со сверхструктурным упорядочением [2]. В настоящей работе рассматриваются термоэлектрические свойства тонких нанометровых слоев  $Mn_xSi_{1-x}$  и сверхрешеток  $Si/Mn_xSi_{1-x}$  со слоями нанометровой толщины.

## Методика эксперимента

Исследуемые слои были сформированы методом импульсного лазерного осаждения на кремниевых подложках КДБ-0,005 (100) при температуре  $T = 300$  °С. Параметры образцов приведены в таблице 1. Измерение термоэдс проводилось в вакуумной камере при давлении  $10^{-3}$  тор. Образец располагался на проводящей графитовой пластине, разогреваемой излучением галогеновой лампы, и электрически изолировался от нее тонким слоем слюды. Градиент температур между краями образца создавался путем увеличенного теплоотвода с одного края. Температура графитовой пластины устанавливалась и поддерживалась постоянной ( $\pm 1$  °С) в диапазоне 100 – 550 °С с шагом 50 °С. Температура горячего и холодного концов образца регистрировалась с помощью термопар. В эксперименте разность температур на концах образца увеличивается с ростом температуры нагревателя  $T_n$  (рис. 1). При этом одновременно измеряются зависимости от времени температуры нагревателя и величины термоэдс. Таким образом устанавливается соответствие между температурой образцов и  $U_{тэдс}$ .

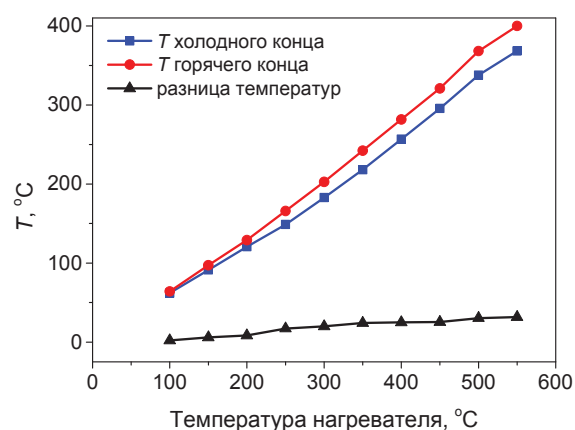


Рис. 1. Зависимости температур горячего и холодного концов образца и их разницы от температуры нагревателя.

## Обсуждение результатов

На рис. 2 представлены временные зависимости термоэдс и коэффициента Зеебека кремниевой подложки КДБ-0,005. Видно, что термоэдс подложки имеет отрицательные значения (правая шкала рис. 2), что соответствует дырочной проводимости полупроводника. В интервале 20 – 350 °С величина термоэдс уменьшается с ростом температуры, а при  $T_n = 450$  °С меняет знак на положительный, резко возрастая до значения примерно 1 мВ. Последнее может быть объяснено тепловой активацией остаточной донорной примеси в подложке. При этом коэффициент Зеебека (вставка на рис. 2), равный  $\Delta U_{тэдс}/\Delta T$ , имеет отрицательную величину во всем температурном интервале -0,03 – -0,02 мВ/К и, практически, не изменяется с ростом  $T$ , за исключением пика при 450 °С.

Слой силицида  $Si_{0,8}Mn_{0,2}$  толщиной 40 нм, выращенный на КДБ-0,005 (100), имеет «отрицательную» термоэдс, соответствующую дырочному полупроводнику (рис. 3). Величина  $U_{тэдс}$  составила -3,9 мВ (при 510 °С), что почти в 10 раз превышает значение  $U_{тэдс}$  подложки, измеренное в тех же

условиях. Локальный минимум при 450 °С связан, по-видимому, со вкладом термоэдс подложки. Коэффициент Зеебека  $\text{Si}_{0,8}\text{Mn}_{0,2}$  незначительно растет с повышением температуры.

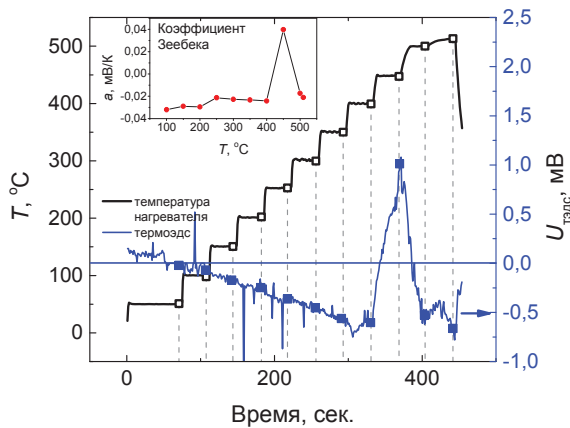


Рис. 2. Термоэдс кремниевой пластины КДБ-0,005 и  $T_n$  в развертке по времени, на вставке - зависимость  $\alpha(T_n)$ .

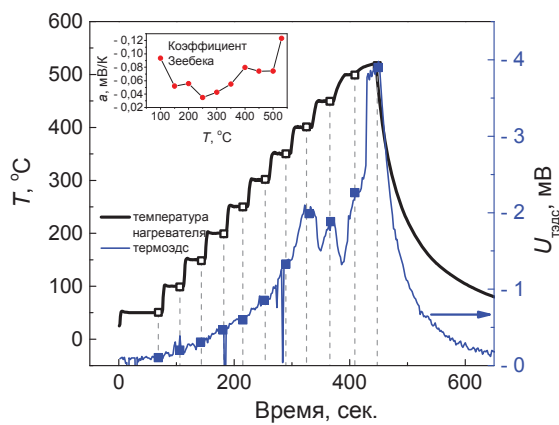


Рис. 3. Термоэдс слоя  $\text{Si}_{0,8}\text{Mn}_{0,2}$  и  $T_n$  в развертке по времени, на вставке - зависимость  $\alpha(T_n)$ .

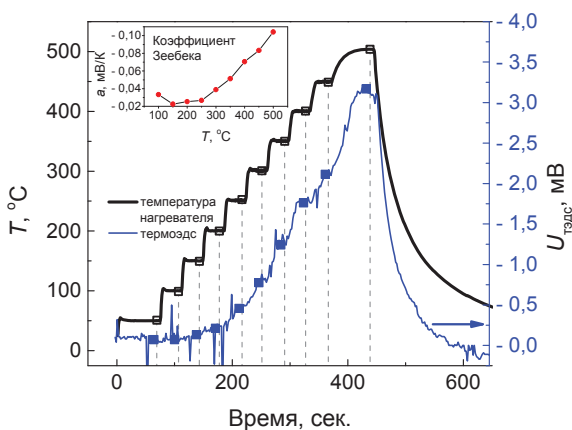


Рис. 4. Термоэдс сверхрешетки  $[\text{Si}_{0,8}\text{Mn}_{0,2}/\text{Si}]_{10}$  и  $T_n$  в развертке по времени, на вставке - зависимость  $\alpha(T_n)$ .

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов.

Образцы	Число слоев	Толщина	Подложка
Слой $\text{Si}_{0,8}\text{Mn}_{0,2}$	1	40 нм	КДБ-0,005
СР $[\text{Si}_{0,8}\text{Mn}_{0,2}/\text{Si}]_{10}$	10	44 нм	КДБ-0,005

Данные для более тонкого (25 нм) слоя силицида марганца [3], для которого  $\alpha = 0,082$  мВ/К при  $T_{cp} = 265$  °С ( $T_{cp}$  – средняя температура между горячим и холодным концом), и данные настоящей работы:  $\alpha = 0,08$  мВ/К при  $T_{cp} = 266$  °С ( $T_n = 400$  °С, вставка на рис. 3); – совпадают. Таким образом, толщина одиночного слоя силицида марганца оказывает незначительное влияние на величину коэффициента Зеебека.

Сверхрешетка  $[\text{Si}_{0,8}\text{Mn}_{0,2}/\text{Si}]_{10}/\text{КДБ-0,005}$  (100) общей толщиной, сравнимой с толщиной исследованного слоя  $\text{Si}_{0,8}\text{Mn}_{0,2}$ , имеет в использованном диапазоне температур максимальную величину  $U_{TЭДС} = -3,17$  мВ при  $T_n = 500$  °С (рис. 4). Это сравнимо со значением термоэдс для одиночного слоя силицида марганца. Однако в этом случае влияние подложки на зависимость  $U_{TЭДС}(T)$  не проявляется: наблюдается монотонный рост. Коэффициент Зеебека с увеличением температуры уверенно растет и достигает максимальной величины  $\alpha = 0,10$  мВ/К при  $T_n = 500$  °С (при 400 °С значение  $\alpha$  сопоставимо с предыдущим случаем).

### Заключение

В работе изучено поведение зависимости термоэдс от температуры в интервале 100 – 500 °С в наноразмерных структурах с высшим силицидом марганца, выращенных на кремнии с акцепторной примесью. Рассмотрено влияние подложки на зависимость  $U_{TЭДС}(T)$ . Показано, что для сверхрешеток в указанном интервале температур  $\alpha$  растет с увеличением  $T$ .

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-38-20642).

### Литература

1. А.В. Дмитриев, И.П. Звягин // УФН, т. 180, № 8, 821 (2010).
2. Е.С. Демидов, Е.Д. Павлов, А.И. Бобров // Письма ЖЭТФ, т. 96, вып. 11, 790 (2012).
3. И.В. Ерофеева, М.В. Дорохин, В.П. Лесников и др. // ФТП, т. 50, вып. 11, 1473 (2016).

# Модификация химического и фазового состава многослойных наноструктур $\text{SiO}_x/\text{ZrO}_2$ при высокотемпературном отжиге

А.В. Ершов\*, С.И. Сурудин, А.В. Боряков, Д.Е. Николичев, А.В. Пирогов, Д.А. Павлов

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

\*ershov@phys.unn.ru

Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с послойным травлением в комплексе с высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопией был выполнен анализ структуры, химического и фазового состава многослойных структур, полученных испарением в вакууме из отдельных источников, и состоящих из чередующихся нанослоев  $a\text{-SiO}_x/\text{ZrO}_2$  и подвергнутых высокотемпературному отжигу. По результатам РФЭС обнаружено, что отжиг многослойных структур в атмосфере азота при 1000 и 1100 °С приводит к взаимодиффузии компонентов и к химическому взаимодействию  $\text{ZrO}_2$  и  $\text{SiO}_x$  с образованием преимущественно силиката циркония на гетерограницах структур. Данные ВРПЭМ анализа многослойных структур, отожженных при 1100 °С показали наличие нанокристаллов кремния с размерами ~ 2 нм в слоях  $\text{SiO}_{1.8}$ , тогда как нанослои  $\text{ZrO}_2$  содержали нановключения моноклинной и тетрагональных фаз диоксида циркония, а также нанообразования кристаллического циркония.

## Введение

В последнее время интенсивно исследуется проявление квантово-размерных эффектов в оптоэлектронных свойствах массивов кремниевых нанокристаллов (НК Si), встроенных в диэлектрическую широкозонную матрицу материалов с высокой диэлектрической постоянной ( $k = 15 - 30$ ), таких, например, как  $\text{HfO}_2$  или  $\text{ZrO}_2$  [1]. Применение этих диоксидов дает определенные выгоды по сравнению с  $\text{SiO}_2$ -матрицей. Относительно малый разрыв зон на гетерогранице  $\text{ZrO}_2\text{-Si}$  может облегчить инжекцию носителей для более эффективной электролюминесценции. Широкий диапазон прозрачности и высокий показатель преломления (до  $\approx 2.1$ ) могут быть важными параметрами при разработке тонкопленочных оптических сред, содержащих НК Si, излучающих в области спектра 0.7–0.9 мкм или сенсбилизирующих люминесценцию редкоземельных примесей матрицы в области 1.5 мкм, резонаторных структур и оптических усилителей [1].

В настоящей работе, используя метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), проведен послойный, с нанометровым разрешением, анализ химического и фазового состава многослойных наноструктур (МНС)  $a\text{-SiO}_x/\text{ZrO}_2$ , подвергнутых высокотемпературному отжигу. Структурно-фазовые параметры МНС были установлены высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопией (ВРПЭМ).

## Методика эксперимента

МНС  $a\text{-SiO}_x/\text{ZrO}_2$  были получены последовательным осаждением соответствующих материалов на подложки кремния  $n$ -типа (0.005 Ом·см) испарением в вакууме из отдельных источников на установке ВУ-1А. Слои  $\text{SiO}_x$  ( $x \approx 1.8$ ) осаждали испарением гранул SiO из ячейки Кнудсена, а слои  $\text{ZrO}_2$  — методом электронно-лучевого испарения. Затем образцы МНС разделялись на чипы, которые отжигались в атмосфере азота при 1000 или 1100 °С в течение 2 часов.

Послойный элементный и химический состав слоев исследовался методом РФЭС на базе сверхвысоковакуумного комплекса Omicron Multiprobe RM. Для возбуждения фотоэлектронов использовалось рентгеновское излучение  $\text{Mg K}_\alpha$ . Спектр вторичных электронов снимался на полусферическом анализаторе энергий. Диаметр области сбора фотоэлектронов составлял ~ 4 мм. Послойное профилирование проводилось травлением ионами  $\text{Ar}^+$  (1 кэВ). Анализ химических состояний атомов проводился по оригинальной методике [2].

ВРПЭМ-исследования проводились на оборудовании JEM-2100F (JEOL).

## Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены профили распределения по глубине концентраций кислорода, циркония и кремния в образцах после получения и отжига при температурах 1000 и 1100 °С.

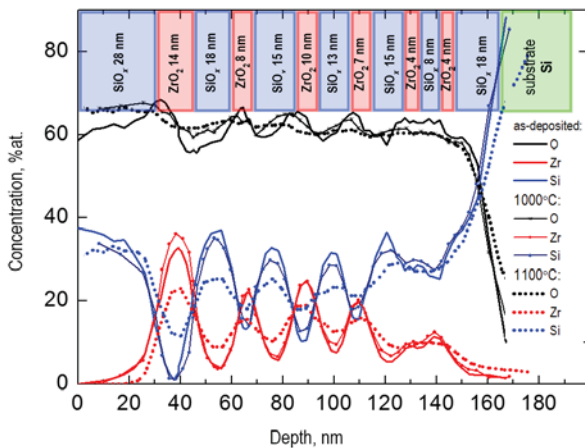


Рис. 1. Профили распределения элементов O, Zr и Si по глубине исходной и термически обработанных структур.

Структуры до отжига (рис. 1) демонстрируют хорошее слоевое разрешение по составу. Начиная уже с третьего слоя от поверхности МНС, концентрация кремния в слоях  $ZrO_2$  и циркония в  $SiO_x$  не спадает до нуля. Видно также, что концентрации Si и Zr в слоях диоксида циркония и субоксида кремния соответственно обратно пропорционально зависят от толщины слоев. Прослеживается неравномерность распределения кислорода в пределах 55 – 65 ат.%. Максимумы его концентрации приходятся на гетерограницы переходов из слоев  $SiO_x$  в слой  $ZrO_2$ , считая от поверхности МНС.

Профили распределения химических элементов структур, подвергнутых высокотемпературному отжигу при 1000 и 1100 °C размываются тем сильнее, чем выше температура (рис. 1). При этом концентрация атомов кислорода незначительно выравнивается и происходит небольшое перераспределение относительной концентрации кремния и циркония, связанное с ростом взаимодиффузии.

Анализ химических связей атомов показал, что состав исходной наноструктуры представляет собой чередующиеся слои  $SiO_x$  ( $x > 2$  большей частью и  $x \leq 1$  – меньшей) и  $ZrO_2$  с малой долей субоксида циркония ( $ZrO_y$ , с  $y \leq 1$ ), а также субстехиометрический силикат циркония ( $ZrSiO_y$ , с  $1 < y < 2$ ). Формирование субоксида и субстехиометрического силиката циркония происходит на гетерограницах МНС, по-видимому, из-за диффузионного перемешивания компонентов смежных слоев. Формирование субоксида кремния, диоксида кремния и диоксида циркония происходит в толще соответствующих слоев МНС. Фазовых включений Zr или силицидных образований типа  $Zr_xSi_{1-x}$  обнаружено не было.

Слои  $SiO_x$  МНС отожженной при 1000 °C содержат ~ 5 ат.% кремния в  $SiO_x$  ( $x \leq 1$ ) и моноэлементного кремния, на фоне  $SiO_2$  с концентрацией ~ 15 – 20 ат.%. Таким образом, отжиг приводит к фазовому разделению исходных  $SiO_x$ -слоев на  $SiO_2$  и кремний. На гетерограницах  $ZrO_2/SiO_x$  обнаруживаются пики концентрации атомов циркония (на уровне до ~ 10 ат.%) в состоянии стехиометрического циркона  $ZrSiO_4$ .

После отжига при 1100°C в МНС происходит существенное увеличение суммарной концентрации циркония в состоянии циркона  $ZrSiO_4$ . Концентрация элементарного кремния по глубине выравнивается на уровне до ~ 5 ат.%.

Данные ВРПЭМ-анализа МНС, отожженных при 1100 °C показали (рис.2) наличие НК Si с размерами ~ 2 нм (фиолетовые кольца  $\cdots$ ) в слоях  $SiO_{1.8}$ . Слои  $ZrO_2$  включали НК моноклинной и тетрагональной (зеленый и красный цвет —) фаз  $ZrO_2$ , а также нанообразования циркона (синий  $-\cdot-\cdot-$ ).

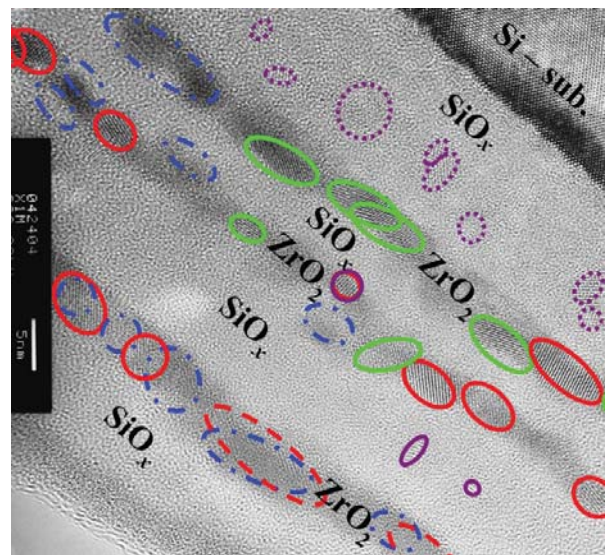


Рис. 2. Фрагмент ВРПЭМ-изображения среза МНС.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант 15-02-05086.

## Литература

1. S.K. Ray, S. Maikap, W. Banerjee, S. Das // J. Phys. D: Appl. Phys. 46, 153001 (2013)
2. А.В. Боряков. Анализ состава оксидных слоев с термостабильными нановключениями кремния. Дисс. к.ф.-м.н. (01.04.07). ННГУ, Нижний Новгород. (2014).

# Исследование механизма упорядочения массива островков Ge на ступенчатой поверхности Si(100)

М.Ю. Есин<sup>1, \*</sup>, А.И. Никифоров<sup>1, 2</sup>, В.А. Тимофеев<sup>1</sup>, В.И. Машанов<sup>1</sup>, А.Р. Туктамышев<sup>1</sup>, И.Д. Лошкарев<sup>1</sup>, А.С. Дерябин<sup>1</sup>, О.П. Пчеляков<sup>1, 2</sup>

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

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет РАН, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

\*yesinm@isp.nsc.ru

В работе проведены исследования по зарождению островков Ge на ступенчатой поверхности Si(100). Показано по дифракции быстрых электронов, что интенсивности рефлексов от двух доменов становятся не равными друг другу при отжиге подложки при температуре 1000°C, что появляется вследствие разных ширин террас принадлежащим этим подрешеткам. На двух таких поверхностях наблюдалось, что островки имеют тенденцию зарождаться на краях ступенек.

## Введение

Проявление самоорганизации в системе Ge – Si позволило получать квантовые точки нанометровых размеров с плотностью  $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$  [1, 2]. Система квантовых точек представляет большой потенциал в применениях наноэлектроники и фотоники [2, 3]. За последнее десятилетие наблюдается быстрый прогресс в исследовании по высокопроизводительным фотодетекторам Ge на Si. По причине их уникальных оптоэлектронных свойств, которые включают в себя высокую чувствительность в ближней инфракрасной области длин волн, высокую пропускную способность и совместимость с кремневыми комплементарными схемами металл-оксид-полупроводник [4].

В работе [5] были представлены результаты, в которых кластеры предпочтительно декорируют края ступенек в виде ожерелья, что указывает на возможность создания упорядоченных квантовых точек. В данной работе проведены исследования по зарождению островков Ge на поверхности Si(100) которая отжигалась, чтобы получить двухатомные ступеньки. Наблюдалось, что островки имеют тенденцию зарождаться на краях ступенек.

## Методика эксперимента

Исследования проводились на подложке Si(100), которая предварительно подвергалась очистке для получения чистой и гладкой поверхности. Образцы были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ) и состояли из следующих слоев: 1 – подложка Si(001), 2 – буферный слой кремния,

3 – слой Ge. Контроль структуры и морфологии пленок осуществлялся с помощью дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) и с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) на сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) Solver P47 в контактном режиме.

## Результаты и обсуждение

Были получены структуры с Ge островками на поверхности Si(100). Предварительно поверхность Si(100) отжигалась 2 часа при температуре 600°C, потом 30 мин при 700°C и 800°C в течение 10 минут. И по завершению отжига выращивалась пленка Ge с эффективной толщиной 10 Å и при температуре 450°C.

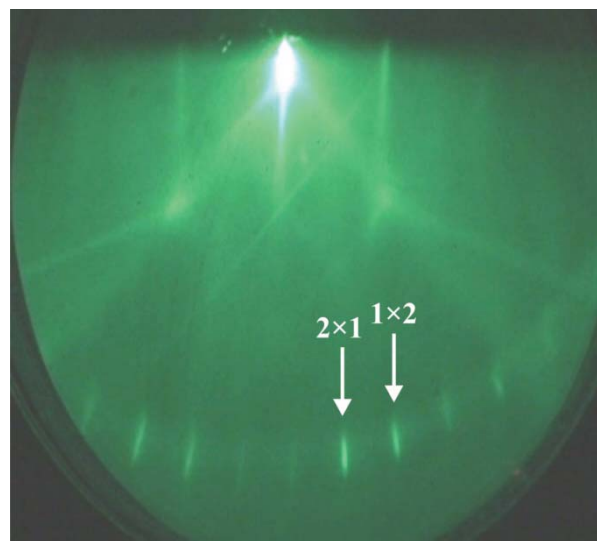


Рис. 1. Картина ДБЭ от поверхности Si(100) 2×1 в направлении [100].



В следующем росте поверхность кремния отжигалась при температуре  $1000^{\circ}\text{C}$  в течение 10 минут и по завершению отжига выращивалась пленка Ge с эффективной толщиной  $9 \text{ \AA}$  и при температуре  $400^{\circ}\text{C}$ . За основу анализа перехода от моноатомных к двухатомным ступенькам мы брали интенсивности рефлексов в Лауэ зоне  $\frac{1}{2}$  в азимутальном направлении  $[100]$  (пример картины ДБЭ показан на рис. 1). При отжиге при температуре  $1000^{\circ}\text{C}$  по дифракции быстрых электронов было видно, что рефлексы от двух домен становятся не равными друг другу, что появляется вследствие разных ширин террас принадлежащим этим подрешеткам. Из изображений АСМ (рис. 2) видно, что некоторая доля островков зарождается в направлении  $[110]$ .

Из характеристик подложки известно, что разориентация пластин такова, что ступеньки располагаются параллельно направлению  $[110]$  при угле разориентации равном  $0,5^{\circ}$ . Результаты статистической обработки показали, что латеральный размер островков зародившихся как на краях ступенек так и не на краях равен  $24 \pm 4 \text{ нм}$ , а процент островков зародившихся на краях ступенек равен  $32\%$  (для случая отжига поверхности Si(100) при температуре  $800^{\circ}\text{C}$ ). При отжиге поверхности Si(100) при температуре  $1000^{\circ}\text{C}$  островки, зародившиеся на краях ступенек, имели латеральный размер  $34 \pm 5 \text{ нм}$ , а не на краях  $33 \pm 6 \text{ нм}$ . Для этого образца процент островков зародившихся на краях ступенек равен  $20\%$ .

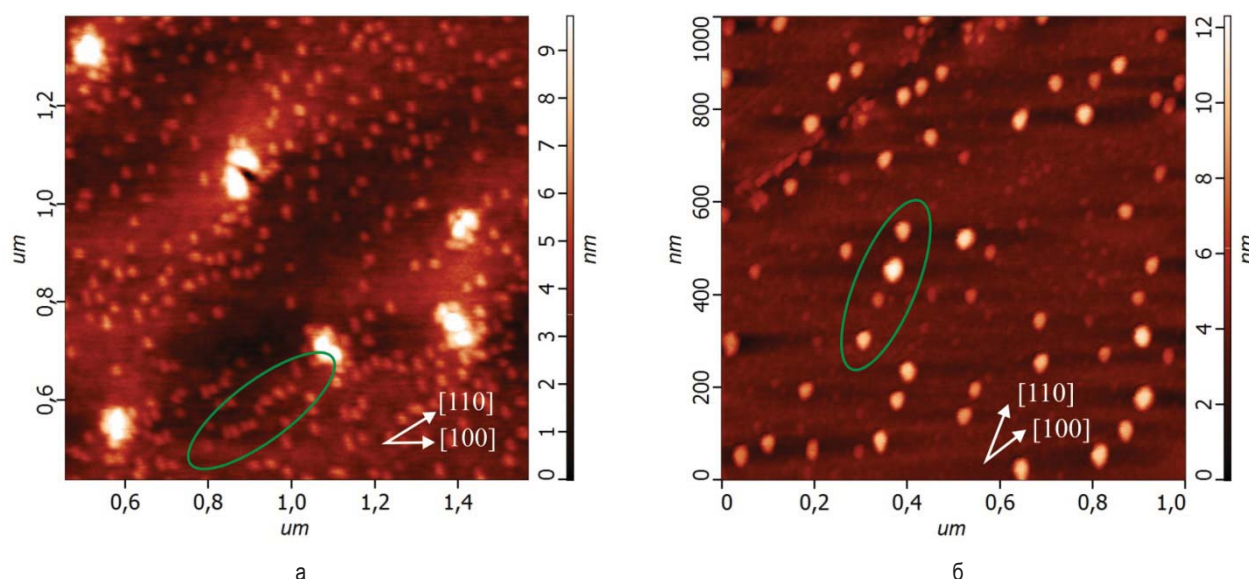


Рис. 2. АСМ изображение островков Ge, выращенных на поверхности Si(100), которая отжигалась в течение 10 минут при температуре  $800^{\circ}\text{C}$  а) и при температуре  $1000^{\circ}\text{C}$  б).

## Заключение

Как видно из представленных результатов двухатомные ступеньки не образовались. Но по дифракции быстрых электронов было видно, что рефлексы от двух домен становятся не равными друг другу, что появляется вследствие разных ширин террас принадлежащим этим подрешеткам. На двух таких поверхностях наблюдалось, что островки имеют тенденцию зарождаться на краях ступенек.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-32-60005, 16-29-03292) и РНФ (грант № 16-12-00023).

## Литература

1. О.П. Пчеляков, Ю.Б. Болховитянов, А.В. Двуреченский и др. // ФТП, Т. 34, вып. 11, 1281 (2000).
2. K. Wang, D. Cha, J. Liu et al. // Proc. IEEE, V. 95, № 9, 1866 (2007).
3. J. Michel, J. Liu, C. Kimerling // Nature photonics, V. 4, 527 (2010).
4. I. Goldfarb, P.T. Hayden, J.H.G. Owen et al. // Phys. Rev. Lett., V. 78, № 20, 3959 (1997).
5. J.H. Neave, P.J. Dobson, B.A. Joyce et al. // Appl. Phys. Lett., V. 47, 100 (1985).

# Релаксация локализованных состояний доноров в деформированном кремнии

Р.Х. Жукавин<sup>1</sup>, S.G. Pavlov<sup>2</sup>, J.M. Klopff<sup>3</sup>, К.А. Ковалевский<sup>1</sup>, В.В. Цыпленков<sup>1</sup>, В.Н. Шастин<sup>1</sup>, N. Deßmann<sup>4</sup>, A. Pohl<sup>4</sup>, N.V. Abrosimov<sup>5</sup>, Н.-W. Hübers<sup>2, 4</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афоино, Нижегородской обл., 603950.

2 DLR Institute of Optical Sensor Systems, Rutherfordstrasse, 2, 12489 Berlin, Germany,.

3 Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstraße 400, 01328 Dresden, Germany

4 Department of Physics, Humboldt Universität zu Berlin, Newtonstr. 15, 12489 Berlin, Germany.

5 Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Straße 2, 12489 Berlin Germany.

\* zhur@ipmras.ru

Экспериментально обнаружено влияние одноосной деформации кристалла кремния, легированного донорами пятой группы, на времена релаксации наиболее глубоких возбужденных нечетных состояний, являющихся верхними рабочими состояниями в терагерцовых лазерах при оптическом возбуждении. Влияние одноосной деформации обусловлено изменением резонансных условий взаимодействия с междолинными фононами.

## Введение

Исследования характеристик лазеров на донорах пятой группы в одноосно деформированном кремнии потребовали осознания механизмов, влияющих на изменение пороговых значений накачки, смены рабочих переходов и поляризации излучения. Одним из факторов, определяющих изменение свойств рабочей среды, является модификация примесного спектра и, как следствие, изменение релаксационных маршрутов и времен жизни отдельных состояний, как правило, нижних возбужденных. Целью проведения представленных в докладе исследований было изучение влияния одноосной деформации на времена жизни возбужденных донорных уровней в кремнии, легированном фосфором и мышьяком (Si:P, Si:As). Наиболее интересными с точки зрения наблюдения являются самые глубокие нечетные уровни доноров:  $2p_0$  и  $2p_{\pm}$ , так как они являются верхними рабочими уровнями в терагерцовых лазерах.

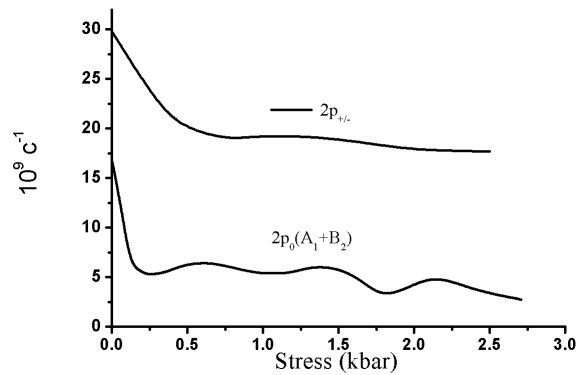
Как известно, давление вдоль направления [001] приводит к расщеплению уровней в донорах, причем внизу оказываются двукратно, а сверху – четырехкратно вырожденные уровни (уровень  $2p_0$ ). В случае  $2p_{\pm}$  кратность вырождения удваивается. Кроме того, ввиду нелинейного характера зависимости положения основного состояния донора относительно минимумов нижних долин зоны проводимости, изменяется энергия оптического перехода в самое нижнее состояние  $1s(A_1) - 1s(B_2)$ . В Si:P в отсутствие деформации время жизни уровня  $2p_0$  контролируется взаимодействием с междолинными

f-TA и g-LA фононами [1]. Одноосная деформация кристалла кремния вдоль [001] приводит к выходу из взаимодействия с f-фононами, в то время как взаимодействие с g-фононами сохраняется. На рис. 1 представлен расчет темпа релаксации нижней компоненты уровня  $2p_0$  фосфора в зависимости от величины одноосного давления вдоль кристаллографического направления [001]. Уже при небольших значениях деформации, порядка 300 бар, происходит снижение темпа релаксации  $2p_0$  уровня приблизительно в 2 раза, при дальнейшем увеличении давления темп релаксации практически не изменяется. Релаксация уровня  $2p_0$  в Si:As связана с таким же типом междолинных фононов, что и для Si:P, поэтому зависимость времен релаксации от деформации оказывается аналогичной. Уровень  $2p_{\pm}$  в Si:As в отсутствие давления релаксирует с излучением междолинных f-LA фононов (а также внутридолинных длинноволновых акустических), следовательно, давление также «выключает» это взаимодействие (рис. 1). Эксперименты проведены на установке “pump-probe” с использованием в качестве накачки лазера на свободных электронах FELBE в Центре им. Гельмгольца Дрезден-Россендорф (Германия).

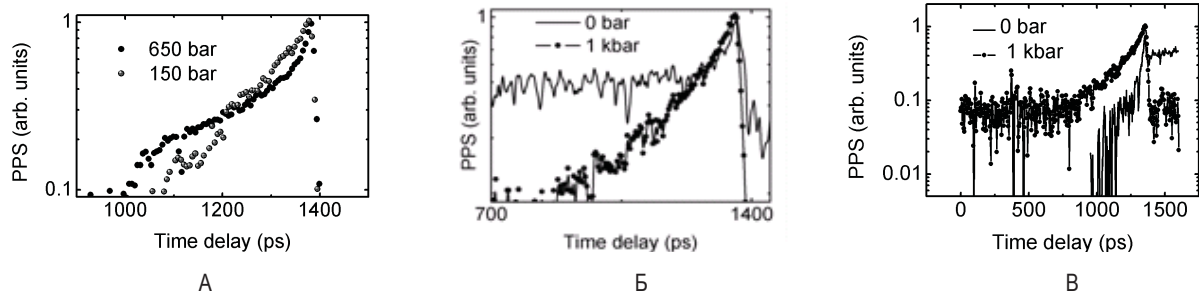
Образцы кремния, легированные мышьяком и фосфором, были помещены в специально разработанные модули с фиксированным давлением вдоль кристаллографического направления [001]. Величина давления была измерена методом ИК Фурье спектроскопии по расщеплению линий в спектре примесного поглощения. Приготовленные модули

были помещены в оптический криостат. Угол между направлением вектора поляризации возбуждающего (pump) и пробного (probe) излучения составлял 45 градусов по отношению к оси давления (и оси кристалла [001]), тогда как вектора поляризации в пучках «pump» и «probe» были ортогональны друг другу. Импульсы излучения лазера на свободных электронах имели длительность порядка 10 пс и период повторения порядка 77 нс. Максимальная средняя мощность в эксперименте не превышала 200 мВт. Измерены времена релаксации нижних компонент уровня  $2p_0$  в Si:P и Si:As, а также нижней компоненты  $2p_{\pm}$  в Si:As для различных величин приложенного давления. Рис. 3 представляет сигналы pump-probe для Si:P и Si:As при возбуждении уровней  $2p_0$  (фосфор и мышьяк) и  $2p_{\pm}$  (мышьяк) без давления и при нескольких значениях давления. В случае Si:As (рис. 2а), время релаксации составило порядка 160 пс без давления и при давлении порядка 150 бар, а при 650 бар время релаксации составляет уже около 250 пс. В случае Si:As (рис. 2б), при нулевом давлении и давлении порядка 230 бар вре-

мя релаксации около 100 пс, а при увеличении давления до 1 кбар и 2 кбар время релаксации увеличивается до 250 и 200 пс соответственно. Результаты измерения методом pump-probe для уровня  $2p_{\pm}$  показаны на рис. 2в.



**Рис. 1.** Зависимость темпа релаксации нижней компоненты уровня  $2p_0$  и  $2p_{\pm}$  донора мышьяка в германии от величины одноосной деформации вдоль кристаллографического направления [001].



**Рис. 2.** Характерные сигналы pump-probe при возбуждении уровня  $2p_0$  фосфора (А) и мышьяка (Б) и уровня  $2p_{\pm}$  (В) мышьяка в отсутствие давления и при определенной величине одноосного давления вдоль [001].

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (Уникальный идентификатор соглашения RFMEFI61614X0008, международная часть проекта: InTerFEL, BMBF No. 05K2014).

## Литература

1. V.V. Tsyplenkov, K.A. Kovalevsky, V.N. Shastin // Semiconductors V. 43, 1410 (2009).

# Спонтанное излучение и потери в терагерцовом диапазоне в Si:Mg при оптическом возбуждении

Р.Х. Жукавин<sup>1\*</sup>, К.А. Ковалевский<sup>1</sup>, В.В. Цыпленков<sup>1</sup>, М.Л. Орлов<sup>1</sup>, Л.М. Порцель<sup>2</sup>, А.Н. Лодыгин<sup>2</sup>, В.Б. Шуман<sup>2</sup>, Ю.А. Астров<sup>2</sup>, В.Н. Шастин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-он, Нижегородская обл., 603950.

<sup>2</sup> Физический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

\*zhur@ipmras.ru

Получены экспериментальные зависимости интегральной низкотемпературной терагерцовой фотолюминесценции Si:Mg при возбуждении излучением CO<sub>2</sub> лазера от величины одноосного давления вдоль кристаллографического направления [001]. Исследован сигнал индуцированного излучением накачки поглощения в терагерцовом диапазоне частот в зависимости от интенсивности возбуждения и величины приложенного давления вдоль кристаллографического направления [001].

## Введение

Развитие источников когерентного излучения терагерцового диапазона частот на основе полупроводниковых материалов с применением различных принципов уже достаточно давно является одним из направлений физики неравновесных распределений. Наиболее продвинутыми считаются монополярные квантово-каскадные лазеры на основе соединений GaAs. Несмотря на успех последних, интерес к кремниевым лазерам остается, что, в частности, объясняется относительной простотой изготовления, стабильной частотой, определяемой положением энергетических уровней кулоновского центра в кремнии. На данный момент при накачке излучением среднего ИК получено терагерцовое стимулированное излучение в кремнии, легированном донорами пятой группы (фосфор, мышьяк, сурьма, висмут) [1]. Частоты кремниевых лазеров соответствуют диапазону 5–6.5 ТГц, что определяется энергетическим зазором между уровнями  $2p_0$ ,  $2p_{\pm}$  и  $1s(E, T_2)$  донорных центров. Как известно, положение этих уровней относительно дна долин проводимости хорошо описывается приближением эффективной массы, т. е. (практически) не зависит от химической природы примеси и не подвержено влиянию одноосной деформации. Для продвижения в область частот выше 5–6,5 ТГц необходимо использовать другие примеси, например, более глубокие двойные доноры, такие как магний. Магний представляет собой двухзарядный донор, что влечет за собой определенные особенности, присущие гелиоподобным центрам, в частности, сдвиг энергии основного состояния в методе эффективной

массы и возможность для двухэлектронной системе находиться в пара – или ортосостоянии. В случае Si:Mg до настоящего времени нет прямых данных о положении отщепленных уровней  $1s(E, T_2)$ . Единственно известные оценки залегания уровня  $1s(E)$  получены в работе [2] по зависимости энергии ионизации основного состояния примеси от одноосной деформации вдоль направления [001]. Основываясь на этих данных, был предложен механизм получения инверсии населенности при одноосной деформации вдоль кристаллографического направления [001]. Целью представленных исследований было наблюдение спонтанного излучения и индуцированных накачкой терагерцовых потерь и зависимость этих сигналов от интенсивности возбуждения излучением CO<sub>2</sub> лазера (длина волны 10 микрон).

## Эксперимент

Исследуемые образцы Si:Mg получены методом диффузии [3] до концентрации оптически активных центров порядка  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, были вырезаны вдоль направления [001] в форме прямоугольного параллелепипеда с характерными размерами 5x7x(1-2) мм<sup>3</sup> и имели полированные грани. Образцы находились в модуле, который затем помещался во вставку в оптический криостат или транспортный сосуд Дьюара. В обоих случаях система позволяла приложение давления к образцу через контролируемый рычаг, что при известном весе и площади торца образца позволяло получить с хорошей точностью величину одноосного давления (до 4 килобар). Возбуждался образец излучением CO<sub>2</sub> лазера

с модулированной добротностью (длина волны 10,6 микрон, длительность импульса около 300 нс, период повторения – 3 мс, средняя мощность порядка 300 мВт). В качестве приемника использовалось фотосопротивление на основе p-Ge или n-GaAs. Излучение CO<sub>2</sub> лазера отсекалось от приемника фильтром в виде сапфира толщиной 1 мм. В качестве зондирующего излучения использовался комнатный фон (~ 300 К), который при необходимости мог быть перекрыт непрозрачным экраном.

На Рис. 1А изображена зависимость сигнала спонтанного излучения от интенсивности накачки излучением CO<sub>2</sub> лазера в диапазоне до 4 кВт/см<sup>2</sup>, которая близка к линейному закону. Напротив, сигнал модуляции поглощения демонстрирует ранний выход в режим насыщения (Рис. 1Б). Оба сигнала снимались с одного детектора, но при различном положении экрана: спонтанное излучение при закрытом экране, в то время как сигнал поглощения соответствует открытому экрану. Сигнал спонтанного излучения соответствует повышению проводимости детектора, в то время как сигнал модуляции фонового излучения – понижению проводимости детектора, то есть образец при возбуждении меньше пропускал излучение в диапазоне 30–200 микрон, что определяется фильтром и красной границей фотопроводимости детектора. Сигналы также отличаются по длительности и зависимости от величины приложенного давления вдоль направления [001]. Так, сигнал спонтанного излучения име-

ет длительность порядка длительности возбуждающего источника, в то время как длительность импульса сигнала поглощения достигает нескольких десятков микросекунд. Длительность импульса спонтанного излучения не зависела от величины приложенного давления, в то время как импульс модуляции поглощения претерпевал при увеличении давления изменения, как по амплитуде, так и по длительности. На Рис. 1В показана зависимость от давления вдоль [001] первой части импульса поглощения (пика), демонстрируя небольшой рост до 0.5 кбар с дальнейшим падением величины поглощения и стабилизацией после 2 кбар. Аналогичная зависимость для спонтанного излучения показала немонотонный рост во всем диапазоне приложенных давлений. К сожалению, провести спектральные измерения спонтанного излучения не удалось, и точно указать на доминирующий переход на данный момент нельзя. Идентификация также необходима и для источника сигнала поглощения. Для доноров пятой группы основной вклад в поглощение вносят D<sup>0</sup> центры, дающие сравнительно быстрый отклик. В случае магния, однако, можно ожидать значительного подавления их населенности ввиду снижения энергии залегания таких центров, если проводить аналогию с атомом He<sup>0</sup>. Тогда на роль неравновесного источника потерь можно предложить ортосостояния магния, которые, вообще говоря, должны обладать достаточно большим временем жизни, что не противоречит длительности импульса сигнала поглощения.

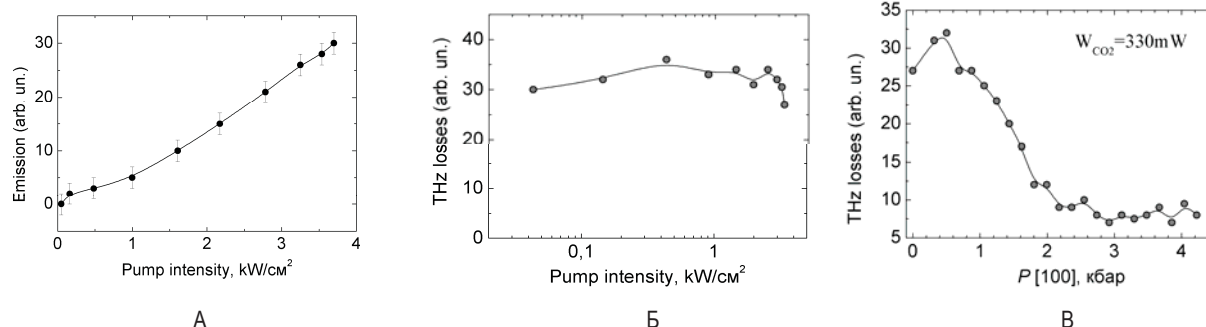


Рис. 1. Спонтанное излучение (А), индуцированное поглощение (Б) в зависимости от интенсивности накачки и влияние давления вдоль кристаллографического направления [001] на потери в Si:Mg.

## Литература

1. К.А. Kovalevsky, R.Kh. Zhukavin, V.V. Tsyplenkov // *Semicond.* V. 47, 235 (2013).
2. L.T. Ho, A.K. Ramdas // *Phys. Rev. B*, V. 5, 462 (1972).
3. В.Б. Шуман, А.А. Лаврентьев, Ю.А. Астров, А.Н. Лодыгин, Л.М. Порцель // *Физика и техника полупроводников*, т. 51, вып. 1, 5 (2017).
4. S.G. Pavlov, N. Dessmann, A. Pohl // *Physical Review B*, V. 94, 075208 (2016).

# Измерение магнитотранспорта проволоки InAs в присутствии проводящего острия атомно-силового микроскопа при температуре $T = 4.2$ К

А.А. Жуков<sup>1,\*</sup>, Ch. Volk<sup>2</sup>, A. Winden<sup>2</sup>, H. Hardtdegen<sup>2</sup>, Th. Schaepers<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

<sup>2</sup> Peter Gruenberg Institut (PGI-9), Forschungszentrum, JARA-Fundamentals of Future Information Technology, Juelich, 52425, Germany.

\*  
azhukov@issp.ac.ru

Проведены первые измерения магнитотранспорта в нанопроволоке InAs высокого качества в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа (scanning gate microscopy) при температуре  $T = 4.2$  К. Была исследована устойчивость волн зарядовой плотности с длиной волны 0.8 мкм к приложенному внешнему магнитному полю. Продемонстрировано, что данные волны подавляются в достаточно слабых полях ( $\sim 100$  мТ). Показано, что подавление данных волн происходит быстрее, чем подавление слаболокализационной поправки в проводимости, измеренной на той же нанопроволоке.

## Введение

В последнее время большое внимание уделяется экспериментальной работе по исследованию электронного транспорта в одномерных структурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием, таких как InAs нанопроволоки. Наряду с обычным измерением магнитотранспорта в таких структурах с целью подтверждения возможности существования нулевой моды майорановского фермиона, существенное внимание также уделяется экспериментам в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа (АСМ). Такая техника получила название метод Scanning Gate Microscopy или SGM. Главной особенностью данной техники является возможность локального изменения концентрации носителей в системе. Таким образом, электронный транспорт одномерного объекта длиной порядка единиц микрон может быть исследован с пространственным разрешением порядка сотни нанометров при наличии заднего затвора, экранирующего кулоновский потенциал острия [1].

В данной работе представлены результаты исследования магнитотранспорта в одиночной нанопроволоке InAs. Основное внимание в эксперименте было уделено исследованию устойчивости волны зарядовой плотности (ВЗП) с расстоянием между пучностями 0.8 мкм к приложенному внешнему магнитному полю.

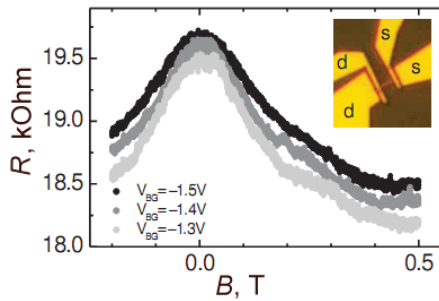
## Методика эксперимента

В работе использовались проволоки InAs выращенные при помощи металл-органической газозфазной эпитаксии (metal-organic vapor-phase epitaxy). Диаметр проволок составлял 100 нм, длина несколько микрон. Проволоки помещались на подложку из допированного кремния, покрытого оксидом толщиной 100 нм. Подложка служила в качестве заднего затвора. Контакты к проволоке были изготовлены из Ti/Au методом термического напыления. Маски для напыления изготавливались при помощи стандартной электронной литографии. Расстояние между контактами на исследуемом образце составляло 1.9 мкм, см. вставку на рис. 1.

Все измерения проводились при температуре 4.2 К. В эксперименте использовался АСМ собственного изготовления. Транспортные измерения проводились по двухточечной схеме с использованием усилителя Lock-In. К контактам проволоки прикладывался ток  $I = 3$  нА и измерялось напряжение. Острие АСМ находилось над поверхностью образца на расстоянии  $\sim 300$  нм, т.е. минимальное расстояние до центра электронной системы в нанопроволоках составляло  $\sim 250$  нм.

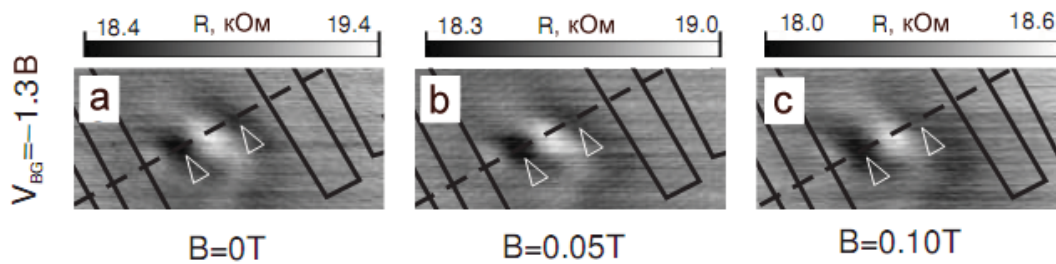
## Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены результаты измерения магнитотранспорта в исследуемой проволоке InAs.

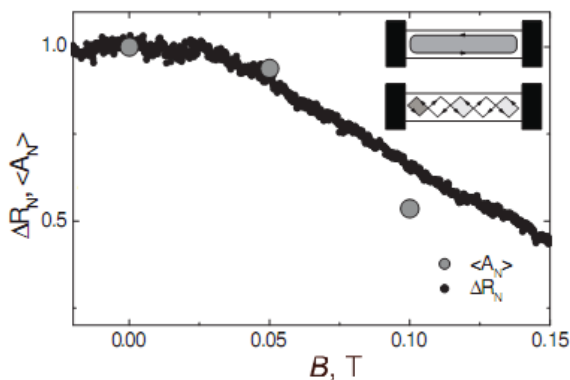


**Рис. 1.** Результат измерения магнитотранспорта при различных напряжениях на заднем затворе: черные символы  $V_{BG} = -1.5$  В, серые символы  $V_{BG} = -1.4$  В, светлосерые символы  $V_{BG} = -1.3$  В. Вставка: изображение, полученное в оптическом микроскопе, исследуемой проволоки InAs с металлическими контактами, обозначенными «s» и «d» (исток и сток соответственно). Расстояние между контактами 1,9 мкм.

Остриё АСМ расположено на расстоянии нескольких микрон от проволоки. Магнитное поле было



**Рис. 2.** а), b) и c) изображения, полученные методом SGM при напряжении на острii  $V_t = 0$  В и напряжении на заднем затворе  $V_{BG} = -1.3$  В в магнитном поле  $B = 0$  Т, 0.05 Т и 0.10 Т соответственно. Сплошными линиями отмечены границы металлических контактов, местоположение нанопроволоки InAs отмечено пунктирной линией. Треугольниками отмечены пучности волны зарядовой плотности.



**Рис. 3.** Сравнение скорости подавления волн зарядовой плотности (серые кружки) и слабой поправки в проводимости (черные символы). Вставка: различные виды траекторий квазибаллистических электронов верхней подзоны поперечного квантования: без самопересечений и с самопересечениями.

приложено перпендикулярно плоскости подложки из допированного кремния.

На рис. 2 представлены результаты трех измерений проводимости методикой SGM при напряжении на заднем затворе  $V_{BG} = -1.3$  В при последовательном увеличении магнитного поля от  $B = 0.00$  Т до 0.10 Т. Места пучностей волны зарядовой плотности отмечены треугольниками. Зависимость относительного уменьшения амплитуды ВЗП при увеличении внешнего магнитного поля представлена на рис. 3. Видно, что уже при  $B = 0.10$  Т амплитуда подавляется в два раза. Скорость подавления ВЗП оказывается несколько большей по сравнению с подавлением слаболокализационной поправки к проводимости в данной проволоке. Такое поведение, видимо, связано с доминированием траекторий с самопересечениями для квазибаллистических электронов верхней подзоны поперечного квантования.

## Заключение

Исследована устойчивость волн зарядовой плотности к приложенному внешнему магнитному полю. Показано, что уже достаточно слабое магнитное поле  $B = 0.10$  Т приводит к существенному их подавлению. Данные волны менее устойчивы к внешнему магнитному полю, чем слаболокализационная поправка к проводимости.

*Эта работа была выполнена в рамках программ РАН, фонда РФФИ, а также программы поддержки ведущих научных школ.*

## Литература

1. A.A. Zhukov, Ch. Volk, A. Winden et al. // JETP Lett., V. 101, 703 (2015).

# Вероятность выхода электронов в вакуум при фотоэмиссии из Cs/GaAs

А.Г. Журавлев<sup>1,2,\*</sup>, В.С. Хорошилов<sup>2</sup>, В.Л. Альперович<sup>1,2</sup>

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

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

\* zhuravl@isp.nsc.ru

С помощью спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии изучена эволюция вероятностей выхода горячих и термализованных электронов в вакуум при адсорбции цезия на As-обогащенной поверхности GaAs(001). Показано, что в зависимостях вероятностей выхода от величины эффективного электронного сродства имеет место гистерезис: при одинаковой величине сродства большим Cs покрытиям соответствует меньшая вероятность выхода. Уменьшение вероятности выхода при больших покрытиях обусловлено, предположительно, увеличением отражения эмитируемых электронов от поверхности Cs/GaAs или рассеянием на двумерных цезиевых кластерах с металлическим спектром коллективных возбуждений.

## Введение

Квантовый выход фотоэмиссии определяется, как правило, поверхностным потенциальным барьером и вероятностью выхода в вакуум фотоэлектронов, имеющих достаточные для преодоления этого барьера величины энергии и импульса. Известно, что при адсорбции цезия на поверхности *p*-GaAs, квантовый выход фотоэмиссии растёт благодаря снижению поверхностного барьера (эффективного электронного сродства  $\chi^*$ ) от  $\chi^* \sim 4$  эВ на чистой поверхности до приблизительно нулевого сродства при Cs покрытии  $\theta \approx 0.45$  ML. При дальнейшем увеличении покрытия  $\theta > 0.45$  ML, эффективное сродство  $\chi^*$  увеличивается на  $\sim 0.2$  эВ и насыщается при  $\theta \geq 0.7$  ML [1]. При этом вероятность выхода электронов в вакуум оказывается малой ( $\leq 10$ -20%) и сложным образом зависит от величины Cs покрытия [2]. Известно, что при увеличении Cs покрытия, когда диполь-дипольное отталкивание адатомов сменяется притяжением за счет образования латеральных металлических связей, на поверхности Cs/GaAs происходит структурный фазовый переход от отдельных адатомов к двумерным Cs островкам (кластерам) с металлическим спектром элементарных возбуждений [3,4]. Можно предположить, что формирование металлических Cs кластеров будет способствовать выходу электронов в вакуум благодаря экранированию флуктуаций потенциала заряженных центров на поверхности и в приповерхностной области пространственного заряда. С другой стороны, увеличение коэффициента отражения эмитируемых электронов от Cs слоя и дополнительное рассеяние импульса и энергии на цезиевых кластерах могут привести к

уменьшению вероятности выхода в вакуум. Задача данной работы состоит в выяснении вопроса о том, как влияет фазовый переход в цезиевом слое на вероятность выхода электронов в вакуум.

## Методика эксперимента

Эксперименты проводились на эпитаксиальных слоях сильнолегированного *p*-GaAs(001) с концентрацией дырок  $7 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Методы приготовления чистой поверхности GaAs(001), нанесения цезия и кислорода, а также измерения спектров квантового выхода фотоэмиссии описаны в [1,2]. Эффективное электронное сродство  $\chi^*$  и вероятность выхода электронов в вакуум определялись из сопоставления измеренных спектров с расчетом [2].

## Результаты и обсуждение

С целью определения влияния структурного фазового перехода в адсорбционном слое цезия на поверхности GaAs на вероятность эмиссии электронов в вакуум были измерены спектры квантового выхода фотоэмиссии на поверхности Cs/GaAs при различных Cs покрытиях. На рис. 1 представлена определенная из этих спектров зависимость вероятности выхода горячих (а) и термализованных (б) электронов в вакуум от величины эффективного сродства при адсорбции цезия на As-обогащенной поверхности GaAs(001). Пустые фигуры соответствуют цезиевому покрытию  $\theta < 0.45$  ML, когда адсорбция Cs приводит к уменьшению электронного сродства. Заполненные фигуры соответствуют  $\theta > 0.45$  ML, когда электронное сродство увеличивается за счет деполяризации при латеральном взаимодействии адатомов цезия и образовании цезие-



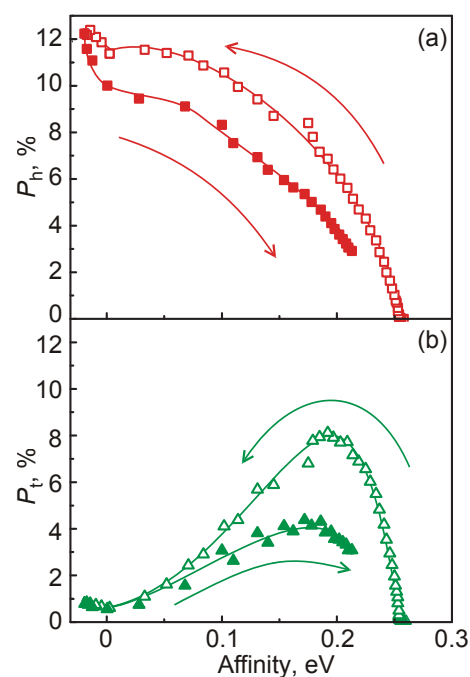
вых кластеров. При адсорбции цезия эффективное электронное сродство уменьшается до отрицательных значений  $\chi^* \approx -0.02$  эВ при  $\theta = 0.45$  ML, тогда как на Ga-обогащенной поверхности GaAs(001) эффективное электронное сродство остается положительным  $\chi^* \geq 0.15$  эВ [1,2]. Предположительно, различия величины минимального электронного сродства на этих поверхностях связано с большей электроотрицательностью атомов мышьяка по сравнению с атомами галлия. В результате использование As-обогащенной поверхности GaAs(001) позволяет измерить дозовую зависимость вероятности выхода электронов в вакууме в более широком диапазоне изменений электронного сродства.

Как видно из рис. 1, зависимости вероятностей выхода горячих и термализованных электронов от величины сродства различаются. Вероятность выхода горячих электронов при уменьшении сродства монотонно возрастает, по-видимому, из-за увеличения средней энергии эмитируемых электронов в вакууме. Для термализованных электронов зависимость вероятности выхода от электронного сродства более сложная. При уменьшении электронного сродства вероятность выхода  $P_t$  проходит через максимум  $P_t \sim 8\%$  при  $\chi^* \approx 0.2$  эВ, затем уменьшается и проходит через минимум  $P_t \sim 0.5-1\%$  при нулевом сродстве. Предположительно, малая величина вероятности выхода  $P_t$  при нулевом сродстве обусловлена захватом электронов в подзону размерного квантования в области поверхностного изгиба зон, а уменьшение в области  $\chi^* > 0.25$  эВ – рассеянием электронов в L-долину. Таким образом, максимум вероятности выхода при  $\chi^* \approx 0.2$  эВ, по-видимому, связан с оптимальными условиями эмиссии электронов, когда относительно мало рассеяние как в L-долину, так и в подзону размерного квантования в области поверхностного изгиба зон.

Из рис. 1 видно, что в зависимостях вероятностей выхода горячих и термализованных электронов от величины сродства наблюдается гистерезис: вероятность выхода при  $\theta < 0.45$  ML больше, чем при  $\theta > 0.45$  ML. Микроскопическая причина уменьшения вероятности выхода электронов в вакуум при больших Cs покрытиях неясна. Можно предположить, что это уменьшение обусловлено увеличением коэффициента отражения эмитируемых электронов от Cs слоя. Другая возможная причина связана с рассеянием на цезиевых кластерах.

Таким образом, в данной работе экспериментально обнаружен гистерезис в зависимостях вероятностей выхода горячих и термализованных электронов от величины эффективного электронного сродства при фотоэмиссии из Cs/GaAs. Уменьшение вероятностей выхода при Cs покрытиях свыше половины монослоя обусловлено, предположительно, увеличением коэффициента отражения эмитируемых электронов от поверхности Cs/GaAs или рассеянием электронов на цезиевых кластерах.

*Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 17-02-00815.*



**Рис. 1.** Зависимость вероятности выхода горячих (а) и термализованных (б) электронов в вакуум от эффективного электронного сродства при адсорбции цезия на As-обогащенной поверхности GaAs(001). Пустые фигуры соответствуют цезиевому покрытию менее 0.45 ML, заполненные фигуры – более 0.45 ML. Стрелками показано направление увеличения цезиевого покрытия.

## Литература

1. А.Г. Журавлев и др. // Письма в ЖЭТФ 98, 513 (2013).
2. A.G. Zhuravlev, A.S. Romanov, V.L. Alperovich // Appl. Phys. Lett. 105, 251602 (2014).
3. U. Penino et al. // Sur. Sci. 409, 258 (1974).
4. V.L. Alperovich et al. // Appl. Surf. Sci. 175-176, 176 (2001).

# Транспорт горячих носителей заряда в полупроводниковых структурах с нанометровыми кластерами радиационных дефектов

И.А. Забавичев<sup>1</sup>, Е.С. Оболенская<sup>1</sup>, А.А. Потехин<sup>1</sup>, А.С. Пузанов<sup>1</sup>,  
С.В. Оболенский<sup>1\*</sup>, В.А. Козлов<sup>1,2</sup>

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

Проведен расчет распределений радиусов и расстояний между ядрами субкластеров радиационных дефектов в Si, GaAs и GaN. Обсуждаются особенности транспорта горячих носителей заряда в облученных нейтронами материалах.

## Введение

Основы теоретических представлений о процессе возникновения радиационных дефектов в материалах хорошо изучены и изложены в ряде монографий, например [1]. Исходным положением теории радиационных нарушений в твердом теле является предположение об образовании первичных дефектов типа пары Френкеля в результате столкновения движущейся частицы с атомом вещества. Считается, что атом всегда смещается, если приобретаемая им энергия при рассеянии частиц больше пороговой энергии, которая лежит в пределах десятков электронвольт. Учитывая, что средняя энергия мгновенных нейтронов спектра деления составляет около 1 МэВ, а максимальная передаваемая атому энергия не превосходит  $4/A$ , где  $A$  – атомный вес, лежит в пределах сотен килоэлектронвольт, то первичный атом отдачи способен создать целый каскад смещений, несмотря на то, что вероятность передачи большого количества энергии вторичному атому от первичного относительно невелика.

Количество первичных точечных дефектов, образующихся вдоль траектории движения атома отдачи, прямо пропорционально величине его линейных потерь энергии. Так как указанная величина возрастает на излете траектории, то основное дефектообразование происходит в конце пути смещенного атома. Таким образом, структура каскада смещений подобна виноградной грозди, причем в роли ягод выступают скопления радиационных дефектов.

Свободные носители заряда захватываются на глубокие уровни скоплений радиационных дефектов, в результате чего образуется потенциальный барьер для основных и потенциальная яма для неосновных

носителей заряда, а само скопление дефектов «образует» область пространственного заряда (ОПЗ), аналогично n-i-n и p-i-p структурам.

ОПЗ близко расположенных скоплений радиационных дефектов смыкаются, образуя единый барьер для основных носителей заряда с энергией порядка  $1,5 \cdot k_B T$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура кристаллической решетки полупроводника – кластер радиационных дефектов (КРД). Для основных носителей заряда с энергией существенно больше  $1,5 \cdot k_B T$  (но меньшей высоты барьера) кластер распадается на отдельные субкластеры (СКРД), между которыми возможно прохождение горячих электронов и дырок [2].

Функции распределений параметров КРД и СКРД – размеры ядер и расстояние между ними – определяются как энергетическим спектром нейтронного потока, так и самим облучаемым материалом. Можно выделить следующие предельные ситуации: плотный КРД – расстояния между СКРД таковы, что он является непрозрачным для основных носителей заряда с энергиями, меньшей высоты барьера и рыхлый КРД – расстояния между СКРД таковы, что он является прозрачным для горячих носителей заряда. Учитывая, что размер ОПЗ определяется уровнем легирования окружающего неповрежденного материала, то степень плотности КРД определяется также и этим параметром.

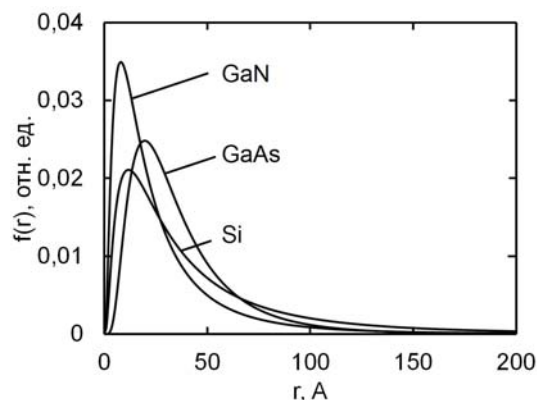
Транспорт горячих носителей заряда существенным образом определяет поведение полупроводниковых приборов при нейтронном воздействии. Так, в работе [3] сообщается об улучшении усилительных характеристик некоторых типов полевых транзисторов

Шоттки с коротким каналом при нейтронном воздействии, что объясняется прохождением горячих электронов между СКРД внутри рыхлого КРД в GaAs. В этой связи актуальным является определение параметров КРД и СКРД в перспективных материалах силовой СВЧ электроники, например GaN.

## Результаты и обсуждение

Для расчета параметров КРД и СКРД на первом этапе спектр деления нейтронов был пересчитан в спектр первичных атомов отдачи в приближении упругого изотропного рассеяния. Затем с использованием программы SRIM [4] были получены характеристики каскадов смещений, усреднение и анализ которых позволяет найти статистические моменты функций распределения параметров КРД и СКРД.

Несмотря на то, что функции распределения параметров КРД и СКРД зависят от энергии, передаваемой первичному атому отдачи при рассеянии на нем нейтрона, имеет место значительное выравнивание характеристик итоговых функции распределения ввиду немонахроматического энергетического спектра первичных атомов. Например, установлено, что средний радиус ядра СКРД, инициированный атомом Si с начальной энергией 300 кэВ, меняется от 3 нм в начале траектории до 4 нм в ее конце.

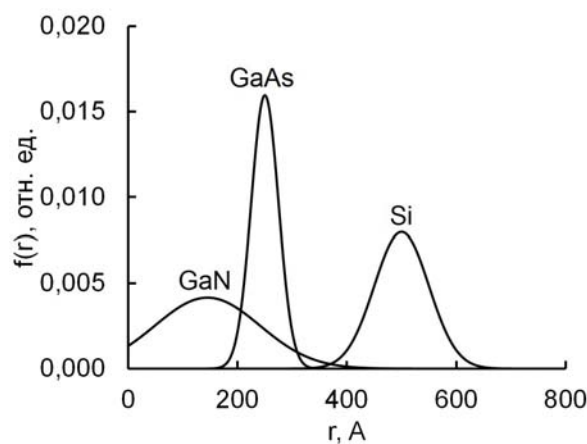


**Рис. 1.** Функция распределения радиусов ядер СКРД в Si, GaAs и GaN при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления.

Среднее расстояние между СКРД в GaN составляет  $15 \pm 10$  нм, что существенно меньше среднего рас-

стояния между СКРД в GaAs –  $25 \pm 5$  нм и Si –  $50 \pm 10$  нм. Это объясняется тем, что существенно более легкий по сравнению с Ga атом N тормозится на гораздо меньшей длине, что приводит к интенсивному дефектообразованию и возникновению плотного КРД.

Функция распределения радиусов ядер СКРД (рис. 1) предполагалась логарифмически нормальной, а распределение расстояний между СКРД (рис. 2) – по нормальному закону.



**Рис. 2.** Функция распределения расстояния между СКРД в Si, GaAs и GaN при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления.

*Работа выполнена при поддержке программ РАН, программы повышения конкурентоспособности ННГУ среди ведущих мировых научно-образовательных центров, грантов РФФИ №14-02-0058, РФФИ №15-02-07935 и МОН РФ (соглашение от 27.09.2013 г. №02.В.49.21.003) и Государственным заданием МОН РФ (код проекта 2183).*

## Литература

1. В.С. Вавилов Действие излучений на полупроводники. – М.: Физматгиз, 1963. – 264 с.
2. С.В. Оболенский // Известия ВУЗов: Электроника, № 4, 49 (2003).
3. С.В. Оболенский // Микроэлектроника, Т. 33, № 6, 153 (2004).
4. Электронный ресурс: <http://www.srim.org/>.

# Влияние профиля потенциала кластера радиационных дефектов на перенос носителей заряда через тонкую базу биполярного транзистора

И.А. Забавичев<sup>1</sup>, А.А. Потехин<sup>1</sup>, А.С. Пузанов<sup>1</sup>, С.В. Оболенский<sup>1\*</sup>, В.А. Козлов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603600.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*  
obolensk@rf.unn.ru

Проведен анализ переноса носителей заряда через тонкую базу биполярного транзистора на основе GaAs для случаев возникновения одиночного кластера радиационных дефектов и решетки близко расположенных кластеров радиационных дефектов на границе перехода эмиттер-база. Показано, что сложный потенциальный рельеф кластера радиационных дефектов может препятствовать рекомбинации носителей заряда на нем.

## Введение

При упругом рассеянии быстрых нейтронов на атомах вещества, последним передается энергия, значительно превосходящая энергию связи атомов в кристаллической решетке [1]. Энергии первично выбитых атомов достаточно для смещения последующего поколения атомов вещества, в результате чего образуется разветвленный каскад смещений. В процессе диффузии элементарные дефекты: вакансии и междоузельные атомы либо рекомбинируют, либо образуют устойчивые скопления – кластеры радиационных дефектов (КРД). Захват основных носителей заряда на глубокие уровни КРД приводит к образованию потенциального барьера для основных носителей заряда и потенциальной ямы для неосновных носителей заряда.

В отличие от полевых транзисторов, в которых переносом неосновных носителей заряда обычно можно пренебречь, в биполярных транзисторных структурах электрический ток формируют оба типа носителей заряда. При этом носители заряда, являющиеся основными в эмиттере (например, электроны в n-p-n транзисторе), при переходе в базу становятся неосновными, и вновь становятся основными в коллекторе.

Рассмотрим КРД в области пространственного заряда эмиттерного перехода n-p-n биполярного транзистора. В этом случае КРД будет образовывать дополнительный барьер для электронов в эмиттере, наряду с самим переходом эмиттер-база, и «продавливать» потенциальную яму для электро-

нов в области базы. В том случае, если толщина базы транзистора существенно превосходит среднюю длину свободного пробега электронов, движение электронов в ней имеет чисто диффузионный характер, что обеспечивает попадание частиц в потенциальную яму за счет указанного механизма. Напротив, если толщина базы транзистора сравнима со средней длиной свободного пробега электронов, то их движение приобретает квазибаллистический характер. Потенциальный барьер, образованный КРД в эмиттере, «рассекает» поток электронов и закрывает собой расположенную далее в базе потенциальную яму. Таким образом, влияние профиля потенциала КРД становится существенным с уменьшением толщины приборных слоев, в частности базы биполярных транзисторов.

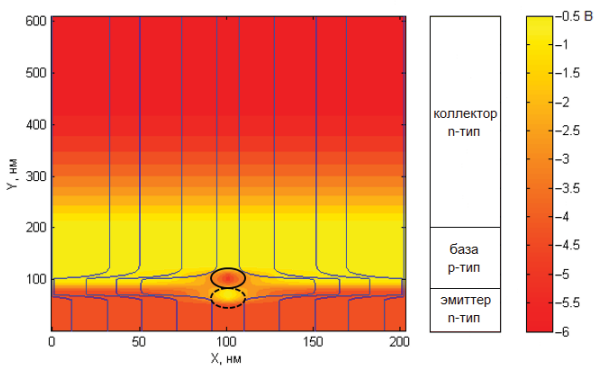
## Результаты и обсуждение

Анализ переноса носителей заряда через тонкую базу биполярного транзистора на основе GaAs проведен при помощи самосогласованного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнения Пуассона [2]. Рассматривались две модельные задачи: одиночный КРД и решетка близко расположенных КРД на границе перехода эмиттер-база.

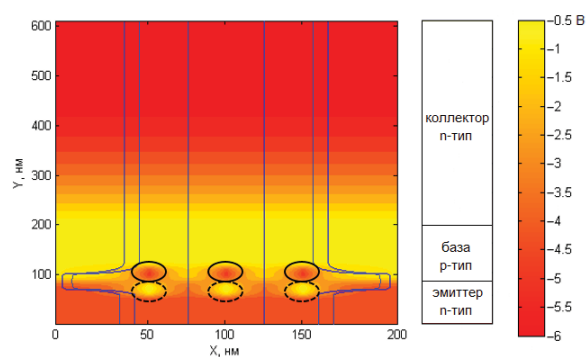
Рассчитанный потенциал, концентрация электронов, линии плотности дрейфового и диффузионного тока электронов приведены на рис. 1 и рис. 2. Видно, что потенциальный барьер в эмиттере эффективно защищает электроны от попадания в потенциальную яму в базе. Малая толщина препятствует попаданию электронов в яму со стороны

базы, так как многократное рассеяние и «разворот» электронов в квазинейтральной области представляется маловероятным. Следует отметить, что увеличение концентрации КРД с ростом флюенса нейтронов не приводит к существенному увеличению рассеяния электронов в соседние потенциальные ямы. Таким образом, увеличение темпа рекомбинации за счет нейтронного облучения должно проявляться слабее с уменьшением толщины базы биполярного транзистора. Это обеспечивает повышенную радиационную стойкость биполярных транзисторных структур с тонкой базой, что ранее было обнаружено экспериментально [3].

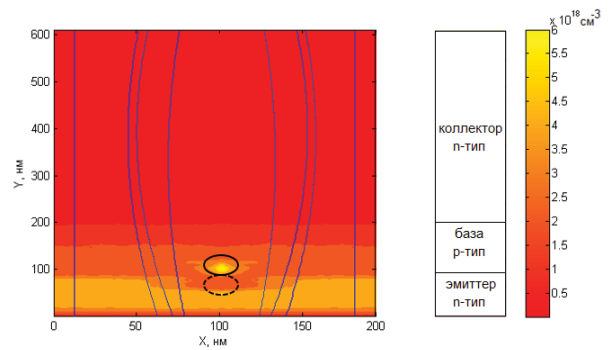
Результаты расчетов показывают, что уменьшение толщины базы приводит к снижению темпа деградации характеристик биполярных транзисторов при нейтронном воздействии. Это объясняется сохранением квазибаллистического характера движения электронов в тонкой базе после образования КРД.



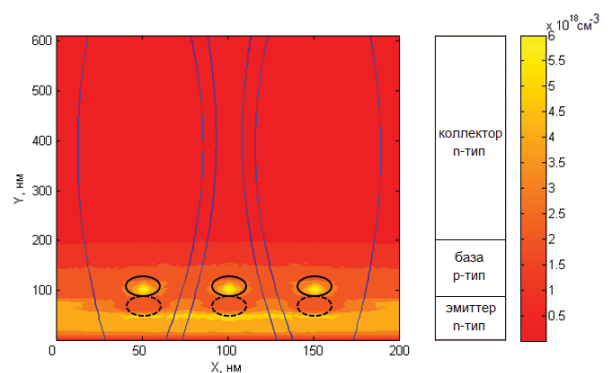
**Ри. 1а.** Пространственный профиль потенциала электрического поля и линии плотности дрейфового тока электронов (—) GaAs n-p-n биполярного транзистора с одиночным КРД (8) на границе эмиттер-база.



**Рис. 16.** Пространственный профиль потенциала электрического поля и линии плотности дрейфового тока электронов (—) GaAs n-p-n биполярного транзистора с решеткой КРД (8) на границе эмиттер-база.



**Рис. 2а.** Концентрация электронов и линии плотности диффузионного тока электронов (—) GaAs n-p-n биполярного транзистора с одиночным КРД (8) на границе эмиттер-база.



**Рис. 2б.** Концентрация электронов и линии плотности диффузионного тока электронов (—) GaAs n-p-n биполярного транзистора с решеткой КРД (8) на границе эмиттер-база.

*Работа выполнена при поддержке программ РАН и программы повышения конкурентоспособности ННГУ им. Н. И. Лобачевского среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №14-02-0058, РФФИ №15-02-07935 и МОН РФ (соглашение от 27.09.2013 г. №02.В.49.21.003) и Государственным заданием МОН РФ (код проекта 2183).*

### Литература

1. В.С. Вавилов Действие излучений на полупроводники. – М.: Физматгиз, 1963. – 264 с.
2. А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // ФТП, Т. 50, № 12, 1706 (2016).
3. A.G. Stanley, P.F. McKenzie // IEEE Trans., NS-20, № 2, 100 (1973).

# Сверхдобротные плазмон-поляритоны в «грязной» 2D системе

А.А. Заболотных<sup>1, 2, \*</sup>, В.А. Волков<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009..

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700.

\*andrey.zabolotnyh@phystech.edu

Теоретически изучено влияние электромагнитного запаздывания на свойства двумерных (2D) плазмонов в 2D электронной системе, проводимость которой порядка или больше скорости света. 2D система помещена в постоянное внешнее магнитное поле, ортогональное плоскости 2D системы. Релаксация в 2D системе описывается феноменологически, введением времени релаксации  $\tau$ . Получено, что наличие магнитного поля «смягчает» условия появления плазмон-поляритонов, добротных при всех частотах, даже при частотах, меньших  $1/\tau$ . Кроме того, в некотором интервале магнитных полей и проводимостей в спектре плазмон-поляритона появляется точка, в которой плазмон-поляритон формально не затухает, несмотря на конечное время релаксации в 2D системе.

## Введение

Спектр плазменных колебаний (плазмонов) в двумерных (2D) электронных системах (ЭС), в отличие от спектра 3D плазмонов, не имеет щели при нулевом волновом векторе и без учёта электромагнитного запаздывания является корневым  $\omega_p(q) = (2\pi n e^2 q / \kappa m)^{1/2}$ , где  $n$  – 2D концентрация электронов,  $e$ ,  $m$  – их заряд и эффективная масса,  $q$  – модуль волнового вектора плазмона,  $\kappa$  – диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещена 2D ЭС. При частотах 2D плазмона, меньших обратного времени релаксации электрона в 2D ЭС  $1/\tau$ , 2D плазмон быстро затухает.

Однако спектр плазмонов качественно меняется, если учесть электромагнитное запаздывание [1,2]. В работе [1] было показано, что 2D плазмоны при учёте электромагнитного запаздывания (2D плазмон-поляритоны) добротны при всех частотах, в том числе и при частотах меньших  $1/\tau$ , если статическая проводимость 2D ЭС  $\sigma$ , имеющая размерность скорости, становится больше  $c/2\pi$ , где  $c$  – скорость света.

Спектр плазмон-поляритонов в постоянном магнитном поле  $B$ , ортогональном плоскости 2D ЭС, т.е. спектр магнитоплазмон-поляритонов, исследовался в работе [3], но только в бездиссипативном пределе ( $\tau \rightarrow \infty$ ). В диссипативной системе (с конечным временем релаксации  $\tau$ ) спектр 2D магнито-плазмон-поляритонов, насколько нам известно, не исследовался.

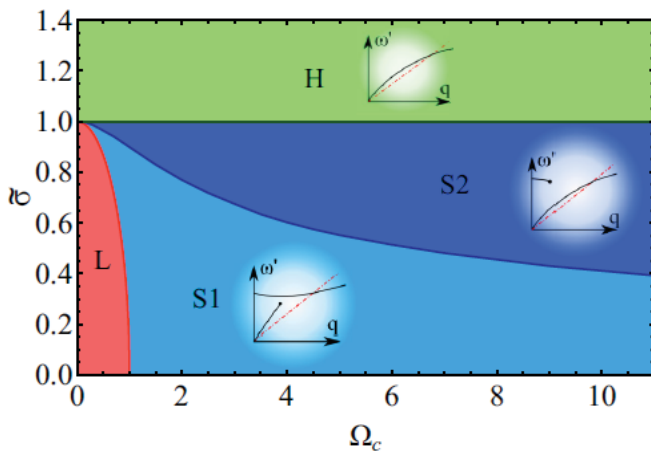
Нашей задачей было найти спектры плазмон-поляритонов в магнитном поле в 2D ЭС с конечным временем релаксации, а также определить, становятся ли плазмон-поляритоны в магнитном поле слабозатухающими при всех частотах (как становились плазмон-поляритоны без магнитного поля при  $\sigma > c/2\pi$ ), и если становятся, то при каких условиях.

## Модель и основные результаты

Так как влияние электромагнитного запаздывания наиболее сильное при малых волновых векторах  $q \ll k_F$ , где  $\hbar k_F$  – импульс Ферми, то для нахождения спектра используем классический подход: уравнения Максвелла и закон Ома, в котором используем формулы Друде для продольной и поперечной проводимостей. В формулах Друде присутствует время релаксации  $\tau$ . После этого приходим к известному дисперсионному уравнению для плазмон-поляритонов (см., например, формулу (58) из [3]) и находим спектры плазмон-поляритонов [4].

Оказалось, что характерные виды спектров удобно классифицировать с помощью фазовой диаграммы «проводимость – магнитное поле», используя безразмерную проводимость  $\bar{\sigma} = 2\pi e^2 n \tau / (m c \sqrt{k})$  и безразмерную циклотронную частоту  $\Omega_c = \tau |e| B / m c$  (см. рис. 1). Мы выделили на этой диаграмме четыре фазы, каждая из которых отвечает характерному виду спектра плазмон-поляритонов.

В фазах L (определяется условием  $\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 < 1$ ) и H (условие  $\tilde{\sigma} > 1$ ) плазмон-поляритоны не имеют качественно новых особенностей: спектр плазмон-поляритонов в фазе L напоминает спектр плазмонов без учёта электромагнитного запаздывания; спектр в фазе H похож на спектр плазмон-поляритонов без магнитного поля [1]. Однако в фазах S1 и S2 ( $\tilde{\sigma} < 1$  и  $\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 > 1$ ) спектр плазмон-поляритона имеет новые необычные особенности: в спектре появляется дополнительная ветвь, кроме этого в спектре возникает точка, в которой добротность плазмон-поляритона обращается в бесконечность.



**Рис. 1.** «Фазовая» диаграмма для спектров плазмон-поляритонов в магнитном поле. По вертикальной оси отложена безразмерная статическая проводимость 2D ЭС  $\tilde{\sigma} = 2\pi e^2 n \tau / (m c \sqrt{\kappa})$ , по горизонтальной оси отложена электронная циклотронная частота, обезразмеренная на  $1/\tau$ ,  $\Omega_c = \tau |e| B / m c$ . Каждая из фаз соответствует характерному виду спектра плазмон-поляритонов. Слабозатухающие плазмон-поляритоны существуют во всех фазах, кроме L. На вставках изображены характерные виды спектров плазмон-поляритонов для соответствующих фаз,  $\omega'$  – действительная часть частоты плазмон-поляритона.

В фазах S1 и S2 в спектре плазмон-поляритона присутствуют две ветви. Первая ветвь при волновом векторе  $q=0$  имеет нулевую частоту, и эта ветвь является слабозатухающей при малых  $q$ ; вторая ветвь имеет при  $q=0$  частоту  $\omega = \omega_c - i(1 - \tilde{\sigma})/\tau$ , где  $\omega_c = |e|B/mc$  – циклотронная частота.

Одна из ветвей (первая в фазе S1 и вторая в фазе S2) имеет точку, в которой мнимая часть частоты обращается в нуль (а добротность становится бесконечной), т.е. в этой точке плазмон-поляритон перестаёт затухать, несмотря на конечное время релаксации электронов в 2D ЭС. Такое незатухание объясняется тем, что плазмон-поляритон становится делокализованным в направлениях от 2D ЭС, т.е. его амплитуда не спадает, а остаётся постоянной при удалении от плоскости 2D ЭС. Энергия, запасённая в таком колебании – бесконечна, следовательно и добротность, которая пропорциональна отношению запасённой энергии к потерям за период, бесконечна, потери за период конечны, они определяются амплитудой полей плазмон-поляритона и проводимостью 2D системы. Отметим, что вектор Пойтинга при этом направлен к 2D ЭС из бесконечности, таким образом, энергия приходит из бесконечности и диссипируется в 2D ЭС.

### Заключение

Найдены спектры 2D плазмон-поляритонов в магнитном поле. Показано, что наличие внешнего магнитного поля «смягчает» условия появления добротных плазмон-поляритонов: вместо условия  $\tilde{\sigma} > 1$  (без магнитного поля, см. [1]) достаточно выполнить условие  $\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 > 1$ . При условиях  $\tilde{\sigma} < 1$  и  $\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 > 1$ , т.е. в фазах S1 и S2, появляются незатухающие плазмон-поляритоны.

*Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 16-12-10411).*

### Литература

1. В.И. Фалько, Д.Е. Хмельницкий // ЖЭТФ, Т. 95, 1988 (1989).
2. А.О. Говоров, А.В. Чаплик // ЖЭТФ, Т. 95, 1976 (1989).
3. K.W. Chiu, J.J. Quinn // Physical Review B, V. 9, 4724 (1974).
4. V.A. Volkov, A.A. Zabolotnykh // Physical Review B, V. 94, 165408 (2016).

# Оптический тиристор на основе системы материалов GaAs/InGaP

Б.Н. Звонков, Н.В. Байдусь, О.В. Вихрова\*, А.В. Здоровейцев, В.Е. Котомина, С.М. Некоркин, И.И. Чунин

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

\* vikhrova@nifti.unn.ru

Показана возможность создания тиристорных структур с внешним оптическим управлением лазерным излучением с длиной волны  $\sim 800$  нм на основе монокристаллических пластин полуизолирующего GaAs и слоев согласованного по параметру решетки с GaAs твердого раствора InGaP.

## Введение

Полупроводник GaAs обладает рядом преимуществ по сравнению с кремнием как материал, перспективный для создания оптических тиристорных (фототиристорных). Во-первых, это большая термостабильность и более высокие значения напряжения пробоя в области  $p-n$  перехода. Во-вторых, эффективное поглощение и генерация фотонов, что является важным фактором для реализации оптического управления. В-третьих, значительно более высокая подвижность носителей заряда и, следовательно, более высокое быстродействие. Основные разработки в данной области выполнены для гетероструктур GaAs/AlGaAs [1-3]. В данной работе исследовалась возможность создания 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.

## Методика эксперимента

Изготовление структур осуществлялось методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в два этапа. Вначале на подложке  $i$ -GaAs (толщиной 450 мкм) выращивались катодные слои:  $p$ -GaAs:C (толщиной 5 мкм),  $n^+$ -GaAs:Si (0.2 мкм),  $n$ -InGaP:Si (0.4–0.5 мкм) и контактный слой  $n^+$ -GaAs:Si (0.12–0.2 мкм). Затем пластина  $i$ -GaAs с использованием химического травления утонялась до 200 мкм, и с обратной стороны подложки выращивались анодные слои структуры:  $n$ -GaAs:Si и  $p^+$ -GaAs:C толщиной 1–1.1 мкм. С обеих сторон структуры электронно-лучевым испарением в вакууме формировались омические контакты на основе Au. Далее с использованием двухсторонней фотолитографии и химического травления были изготовлены образцы оптоотиристорных, представляющие собой меза-структуры с площадью металлических

контактов  $6.3 \text{ мм}^2$  и оптическим окном диаметром 1 мм в центре (рис. 1).

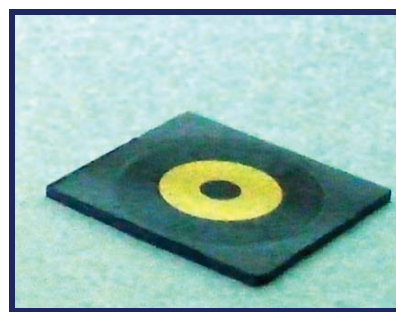


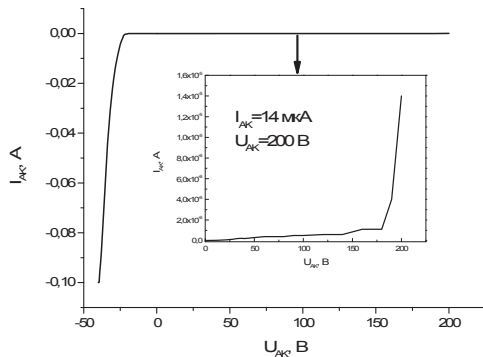
Рис. 1. Фотографическое изображение оптического тиристора, изготовленного на основе пластин полуизолирующего арсенида галлия.

Исследовались темновые вольтамперные характеристики (ВАХ) и ВАХ при освещении излучением (с длиной волны 800 нм) лазерного диода (мощностью до 160 мВт), функционирующего в постоянном режиме. Также было реализовано изучение коммутационных характеристик оптоотиристора при работе лазера в импульсном режиме. Для этого была разработана схема, включающая в себя блок крепления оптоотиристора и лазерного диода, RC-цепь для подачи внешнего напряжения на исследуемый образец, нагрузочное сопротивление, сигнал с которого поступал на осциллограф RIGOL DS1022C, соединенный с персональным компьютером. Анализировались пиковые значения тока ( $I$ ), время ( $t$ ), в течение которого оно достигается, и скорость нарастания тока ( $di/dt$ ) через оптоотиристор в зависимости от величины подаваемого напряжения между анодом и катодом.



## Результаты и обсуждение

Исследования темновых вольт-амперных характеристик показали, что в режиме прямого смещения (рабочем режиме оптотиристора), при положительном напряжении между анодом и катодом ( $U_{AK}$ ), темновой ток достигает 12 мкА при напряжении 200 В (рис. 2). При дальнейшем увеличении напряжения оптотиристор пробивался.



**Рис. 2.** Темновая вольтамперная характеристика оптотиристора. На вставке представлена в увеличенном масштабе прямая ветвь приведенной ВАХ.

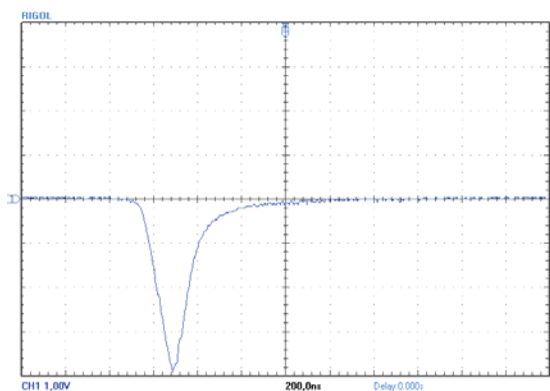
При освещении лазерным излучением в постоянном режиме и напряжениях  $U_{AK} = 40-50$  В происходит резкое возрастание тока через тиристор до величины более 100 мА. Это свидетельствует о начале лавинообразного нарастания тока через оптотиристор.

Результаты предварительных исследований процесса протекания тока через тиристор при импульсном оптическом управлении отражены в табл. 1. На рис. 3 представлен вид сигнала с сопротивления нагрузки (импульс тока), зарегистрированный с использованием осциллографа.

**Таблица 1.** Пиковые значения тока и скорость нарастания тока ( $di/dt$ ) через оптотиристор в зависимости от величины подаваемого напряжения между анодом и катодом. Здесь  $t$  – время, в течение которого достигается пиковое значение тока ( $I$ ).

$U_{AK}$ , В	$I$ , А	$t$ , нс	$di/dt$ , А/с
120	13	160	$8 \cdot 10^7$
150	16.7	120	$1.4 \cdot 10^8$
200	25	120	$2 \cdot 10^8$

Длительность импульса лазерного излучения составляла 10 мкс, период – 2000 мкс, ток лазера в таком режиме был 5 А. Из представленных в таблице данных видно, что такие характеристики прибора, как пиковые значения тока, скорость нарастания тока через оптотиристор, время, в течение которого достигается пиковое значение тока, зависят от величины подаваемого напряжения между анодом и катодом. Пиковое значение тока возрастает с увеличением  $U_{AK}$  и достигает 25 А при  $U_{AK} = 200$  В, при этом время нарастания тока уменьшается до 120 нс. в итоге увеличивается скорость нарастания тока до  $2 \cdot 10^8$  А/с. Скорость нарастания импульса тока характеризует быстродействие изготовленного прибора.



**Рис. 3.** Импульс тока через нагрузочное сопротивление ( $U_{AK} = 120$  В) при управлении импульсом излучения лазера с длиной волны 800 нм и длительностью 10 мкс

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о возможности разработки тиристорных структур на основе соединений GaAs и InGaP с оптическим управлением на длине волны лазерного излучения около 800 нм.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824\_a, 16-07-01102\_a).*

## Литература

1. Jung H. Hur, Peyman Hadizad, Steven G. Hummel, et.al. // IEEE Transactions on Electron Devices, V. 37, 2520 (1990).
2. Jian H. Zhao, Terence Burke et.al. // IEEE Transactions on Electron Devices, V. 40, 817 (1993).
3. Jian H. Zhao, Terence Burke et.al. // IEEE Transactions on Electron Devices, V.41, 819 (1994).

# Свойства поверхности слоев GaAs:Mn, выращенных методом импульсного лазерного осаждения

С.Ю. Зубков<sup>1\*</sup>, Д.Е. Николичев<sup>1</sup>, Р.Н. Крюков<sup>1§</sup>, М.В. Дорохин<sup>2</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

\* zubkov@phys.unn.ru, §kriukov.ruslan@yandex.ru

В результате исследования слоев разбавленных магнитных полупроводников GaAs:Mn выявлено, что поверхность этих систем имеет динамически изменяемый химический состав. Химический состав слоев зависит от температуры выдерживания образцов в комнатных условиях. Исследование морфологии поверхности образцов показали зависимость величины шероховатости поверхности от толщины слоя выращенного методом импульсного лазерного осаждения.

## Введение

С момента открытия возможности создавать слои GaAs:Mn с концентрацией примеси выше предела растворимости Mn [1] ведутся работы по улучшению их характеристик с точки зрения получения систем спинтроники работающих при комнатной температуре. Для достижения этой цели был предложен низкотемпературный отжиг, который позволил превысить порог температуры Кюри ( $T_C$ ) в 180 К [2]. Дальнейшее повышение этого значимого параметра видится в оптимизации формируемых систем: уменьшении неоднородности состава слоев и шероховатости поверхности [3].

## Методика эксперимента

Структуры спиновых светоизлучающих диодов изготавливались в два этапа. Сначала на подложке n+-GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и температуре 650°C выращивался буферный слой GaAs, легированный Si. Далее наращивался слой нелегированного GaAs, квантовая яма  $In_xGa_{1-x}As$  с  $x \sim 0,1$ , затем спейсерный слой GaAs (5 нм). На второй стадии после понижения температуры до 350°C выращивался слой GaMnAs с концентрацией Mn менее 20 ат.%, либо температура понижалась до 200 – 400°C и импульсным лазерным осаждением (ИЛО) Mn из мишени выращивался  $\delta$ -слой. Далее система для предотвращения окисления марганецсодержащей поверхности зарастивалась слоем GaAs.

Исследования образцов методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) проводились на комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовались Mg  $K_{\alpha}$  или Al  $K_{\alpha}$ -излучение. Диаметр области анализа составлял 1,5 мм. Послойное профилирование осуществлялось травлением ионами  $Ar^+$ , с энергией 1 кэВ. Предельная обнаруживаемая концентрация элементов определялась соотношением сигнал/шум на фотоэлектронных спектрах и составляла 0,5 ат.%. Для определения концентрации химических элементов производилась запись ФЭ-линий: O 1s, C 1s, Mn  $2p_{3/2}$ , As 3d, Ga 3d, Ga  $2p_{3/2}$ , As  $2p_{3/2}$ , In  $3d_{5/2}$ .

Спектры снимались при энергии пропускания анализатора 50 эВ и шаге по энергии 0,2 эВ. Математическая обработка спектров проводилась с использованием программного обеспечения SDP v. 4.3. Морфология поверхности, в том числе ее шероховатость, изучались методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) с использованием прибора Solver Pro M (NT-MDT, Зеленоград).

## Результаты

При исследовании топографии поверхности осажденных слоев GaAs:Mn выявлена зависимость их шероховатости от толщины. На рис. 1 видно, что на первых этапах роста (менее 5 нм) наблюдается большая шероховатость, связанная с формированием неровностей на поверхности вследствие неоднородности потока лазерной плазмы.

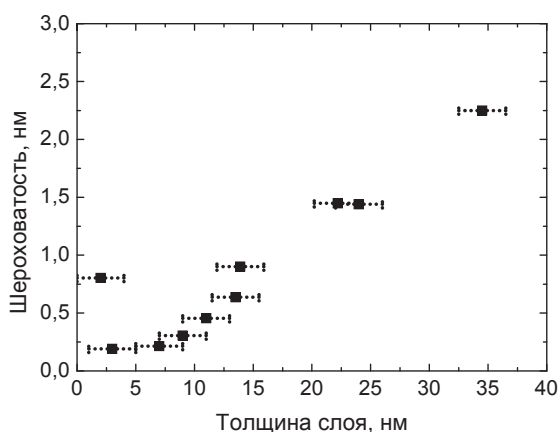


Рис. 1. Зависимость шероховатости поверхности образца от толщины слоя, выращенного методом ИЛО.

После достижения минимума при 5 нм и частичного выравнивания поверхности дальнейшее увеличение толщины приводит к плавному возрастанию значения шероховатости. Предполагается, что последующее увеличение толщины слоя приведет к выходу демонстрируемой зависимости в насыщение.

При анализе оксидов химических элементов матрицы GaAs с использованием методики затенения в РФЭС [4] была выявлена зависимость толщин слоев оксидов галлия и мышьяка от времени выдерживания образцов в нормальных условиях (рис. 2).

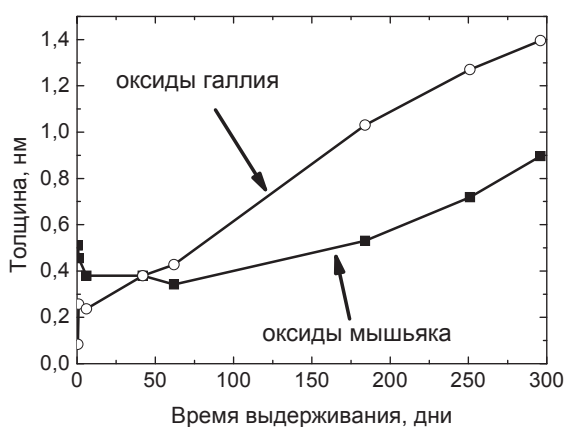


Рис. 2. Зависимость толщин слоев оксидов галлия и мышьяка от времени выдерживания образцов в нормальных условиях.

Столь сложная зависимость объясняется химической реакцией, протекающей на поверхности GaAs [5], в ходе которой оксиды мышьяка вступают во взаимодействие с матрицей. Продуктами становятся испаряющийся мышьяк и оксиды галлия.

Иными словами, оксиды мышьяка, образующиеся в первый момент присутствия образца в атмосфере, взаимодействуют с объемным материалом. В результате этого процесса образуется оксид галлия, а мышьяк испаряется из приповерхностного слоя. Присутствие минимума в зависимости толщины слоя оксида мышьяка при  $\sim 0,4$  нм указывает на преобладание процесса оксидирования над реакцией испарения As после 50-ти дней выдерживания образцов в нормальных условиях. Дальнейшее хранение структур приводит к увеличению глубины, на которой наблюдаются оксидные фазы мышьяка, за счет диффузии кислорода в образец.

При проведении химического анализа был найден ряд оксидов марганца. При построении зависимости концентрации кислорода, связанного с Mn, от содержания марганца в оксидированном состоянии была выявлена линейная зависимость. Тангенс угла наклона полученной зависимости (0,73) определяет формулу оксида марганца, как  $Mn_3O_4$ .

## Литература

1. H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura et al. // Applied Physics Letters, V. 69, 363 (1996).
2. K. Olejník, M. H. S. Owen, V. Novák et al. // Physical Review B, V. 78, 054403 (2008).
3. I. Bartoš, I. Píš, M. Kobata et al. // Physical Review B, V. 83, 235327 (2011).
4. P.J. Cumpson // Surface and Interface Analysis, V. 29, 403 (2000).
5. T. Kagiya, Y. Saito, K. Otobe et al. // GaAs-MANTECH Conference. 2002.

# Фотопроводимость в квантовых ямах HgTe/CdHgTe при различных температурах

А.В. Иконников<sup>1,\*</sup>, С.С. Криштопенко<sup>1</sup>, В.В. Румянцев<sup>1</sup>, А.М. Кадыков<sup>1</sup>,  
В.И. Гавриленко<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

\* antikon@ipmras.ru

Выполнены исследования спектров межзонной фотопроводимости (ФП) при различных температурах в квантовых ямах (КЯ) HgTe/CdHgTe. В образце с КЯ шириной 8 нм в спектрах ФП с ростом температуры наблюдается сдвиг положения красной границы в сторону меньших энергий, в то время как для образца с КЯ 5 нм красная граница сдвигается в сторону больших энергий, что связано с инверсией зон в образце с широкой КЯ.

КЯ HgTe/CdHgTe являются первой системой, в которой экспериментально [1] обнаружено состояние двумерного (2D) топологического изолятора (ТИ) — изолятора, в котором существуют краевые состояния, носители в которых защищены в силу обращения времени от обратного рассеяния [2]. Для возникновения состояния ТИ необходима инверсия зон, которая в данных КЯ происходит при ширине  $d$  больше критической  $d_c \sim 6,3$  нм (для доли Cd в барьере 0,7). При этом верхняя подзона с дырочной симметрией (HH1) лежит выше по энергии, чем нижшая подзона с электронной симметрией (E1). При  $d < d_c$  энергетический спектр в электронных подзонах при  $k = 0$  сформирован из состояний зон Г6 и зоны легких дырок, а основная дырочная подзона HH1 — из состояний тяжелых дырок. Важной задачей является изучение влияния внешних условий на зонный спектр, например, температуры. Для КЯ HgTe/CdHgTe эта задача рассматривалась теоретически в работах [3, 4, 5], где было показано, что повышение температуры приводит к изменению зонной структуры с инвертированной на нормальную. Это было подтверждено экспериментально с помощью транспортных [4] и магнитооптических измерений [6]. В данной работе изучалось влияние температуры на ширину запрещенной зоны ( $E_g$ ) с помощью исследований спектров ФП.

## Методы и подходы

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (013) (см. [7]). Ширина КЯ в образце №1 составляла 8 нм, в образце №2 — 5 нм, доля Cd в барьерах  $\sim 0,74$ . Структуры специально не легирова-

лись. Спектры ФП исследовались с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v (оборудование ЦКП ИФМ РАН) с разрешением  $8\text{--}16\text{ см}^{-1}$ . В качестве источника излучения использовался глобар. Образцы размерами  $5 \times 5$  мм с двумя полосковыми In контактами размещались в световодной вставке в сосуде Дьюара (при измерениях при  $T = 4,2\text{ К}$  и  $77\text{ К}$ ) или в криостате замкнутого цикла. Для нахождения энергий подзон был выполнен численный расчет на основе модели Кейна  $8 \times 8$  с учетом деформационных слагаемых. Влияние температуры учитывалось с помощью изменения ширины запрещенной зоны, разрыва зон на гетерогранице и деформационных констант. Температурная зависимость этих величин была взята из [8, 9].

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены результаты расчетов энергий подзон размерного квантования при  $k = 0$  от температуры. Видно, что энергии подзон увеличиваются с ростом температуры, причем энергия подзоны с электронной симметрией E1 значительно возрастает, в то время как энергии дырочных подзон (HH1 и HH2) меняются слабо. В образце №1 с КЯ 8 нм это приводит к качественному изменению зонной структуры (рис. 1а). При  $T < 90\text{ К}$  подзона HH1 лежит выше по энергии, чем подзона E1, и зонная структура является инвертированной. При  $T > 90\text{ К}$  зонная структура становится нормальной. При этом  $E_g$  с ростом температуры сначала уменьшается, а затем увеличивается. В образце №2 с КЯ 5 нм зонная структура является нормальной и при нулевой температуре. При этом повышение температуры приводит лишь к увеличению  $E_g$  и не приводит к качественным изменениям (рис. 1б).

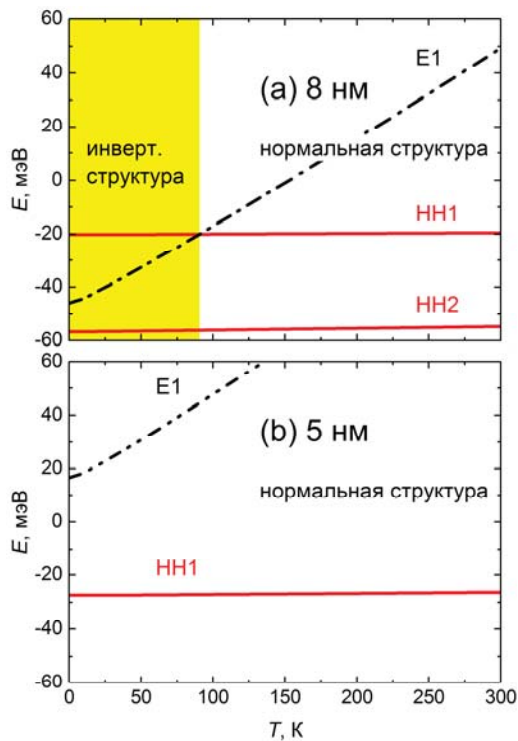


Рис. 1. Зависимость энергий подзон размерного квантования при  $k = 0$  для образцов №1 (а) и №2 (б).

На вставках на рис. 2 показаны спектры ФП, полученные при различных температурах. В образце №1 (рис. 2а) увеличение температуры приводит к сдвигу красной границы в сторону меньших энергий. Провал в спектрах в районе  $150 \text{ см}^{-1}$  связан с поглощением на ТО-фононах в барьерах. Сигнал ФП в области  $80\text{--}140 \text{ см}^{-1}$  связан с примесным поглощением. При  $T = 4,2 \text{ К}$  он не наблюдался, поскольку при измерениях в сосудах Дьюара использовался черный полиэтилен, а при измерениях в криостате — белый полиэтилен, что приводило к засветке образца видимым светом и активации примесного поглощения. В образце №2 увеличение температуры приводит к сдвигу красной границы в область больших энергий (рис. 2б).

Сопоставление экспериментальных данных с рассчитанной зависимостью ширины запрещенной зоны от температуры дает хорошее согласие (рис. 2). Однако наблюдается систематическое расхождение в величинах энергий. Причем для образца с инвертированной зонной структурой расчет дает завешенное значение, а для образца с нормальной структурой — заниженное. Возможно, это связано с неточным определением ростовых параметров образцов.

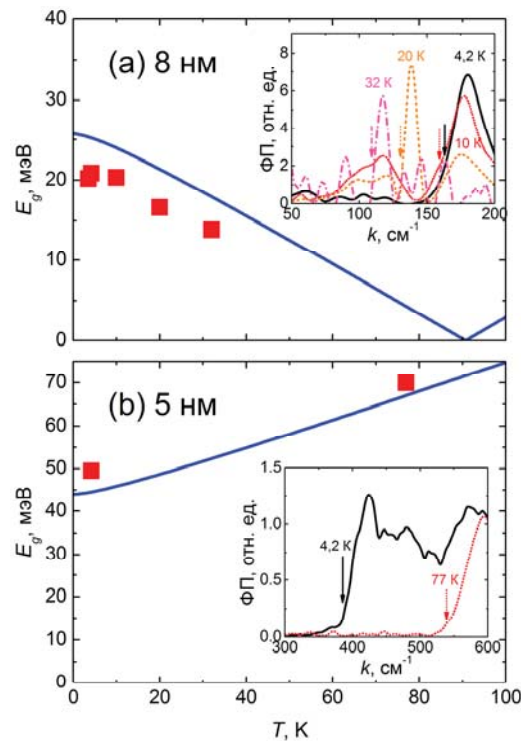


Рис. 2. Зависимости красной границы ФП (точки) и рассчитанной ширины запрещенной зоны (линии) для образцов №1 (а) и №2 (б). На вставках: типичные спектры ФП.

Таким образом, в КЯ  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  с нормальной зонной структурой увеличение температуры приводит к увеличению  $E_g$ , а для КЯ с инвертированной зонной структурой наблюдается уменьшение  $E_g$ . Это может использоваться в качестве метода определения типа зонной структуры в КЯ  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ .

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (16-02-00672, 16-32-60172, 17-02-00642), грантов Президента РФ МК-6923.2016.2, МК-1136.2017.2, НШ-7577.2016.2 и РАН.*

## Литература

1. M. Konig et al. // *Science* **318**, 766 (2007).
2. B. A. Bernevig et al. // *Science* **314**, 1757 (2006).
3. J. Li and K. Chang // *APL* **95**, 222110 (2009).
4. S. Wiedmann et al. // *PRB* **91**, 205311 (2015).
5. S.S. Krishtopenko et al. // *PRB* **94**, 245402 (2016).
6. A.V. Ikonnikov et al. // *PRB* **94**, 155421 (2016).
7. A.V. Ikonnikov et al. // *Semicond. Sci. Tech.* **26**, 125011 (2011).
8. C.R. Becker et al. // *PRB* **62**, 10353 (2000).
9. P. Capper et al. *Mercury Cadmium Telluride – Growth, Properties and Applications* (Wiley, Chichester, 2011).

# Радиационная стойкость фотодиодов на структурах кремний на сапфире

Ю.А. Кабальнов<sup>1</sup>, А.Н. Труфанов<sup>2</sup>, С.В. Оболенский<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup> ФГУП ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова, г. Н. Новгород, ул. Тропинина, 47, 603137

<sup>2</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород, пр. Гагарина, 23, 603600

\*obolensk@rf.unn.ru

Теоретически и экспериментально изучены электрофизические свойства фотодиодов на основе структур кремний на сапфире. Показано, что их основные параметры не уступают кремниевым диодам, а уровень радиационной стойкости на порядок выше, чем у аналогичных диодов на объемном кремнии.

Важным недостатком классических фотодиодов является низкий уровень их радиационной стойкости [1]. Для решения проблемы (вслед за [2]) предложено использовать структуры кремния на сапфире (КНС), применяемые для изготовления радиационно-стойких цифровых интегральных схем. В отличие от [2] представлены результаты разработки радиационно-стойких *дискретных* фотодиодов на КНС структурах. Для их анализа использовано физико-топологическое моделирование [3], позволяющее более полно провести анализ физических процессов транспорта носителей заряда при освещении в условиях радиационного воздействия с учетом распределения радиационных и технологических дефектов.

Фотодиоды разрабатывались как преобразователи постоянного и импульсно-периодического оптического излучения в электрический сигнал. Исследовались два типа фотодиодов: одноэлементные, содержащие один фоточувствительный элемент (ФЧЭ) и двухэлементные - содержащие два идентичных ФЧЭ с межэлементным зазором 60 мкм. Конструктивно области анода и катода фотодиодов выполнялись в виде встречно-штыревой структуры из 20 параллельно соединенных элементарных фотодиодов малой площади. Для снижения паразитного сопротивления контактов диоды выполнялись в одно- (ФД1) и двухэлементном (ФД2) виде с размером фоточувствительной области 1,4·1,4 мм<sup>2</sup> для одноэлементных диодов (ФД1) и 0,4·1,4 мм<sup>2</sup> для каждого элемента двухэлементных диодов. Параллельно с фотодиодами на КНС структурах (ФД1-КНС, ФД2-КНС) для сравнения по аналогичной технологии формировались фотодиоды на кремниевых подложках (ФД1-Si ФД2-Si). Использовались гетероэпитаксиальные структуры «кремний на сапфире» с толщиной эпитаксиального слоя кремния 5 мкм, прово-

димостью n-типа с удельным сопротивлением от 4,5 Ом·см до 10 Ом·см и концентрацией примеси не менее 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>. На рис. 1 приведено сечения элементарного КНС фотодиода.

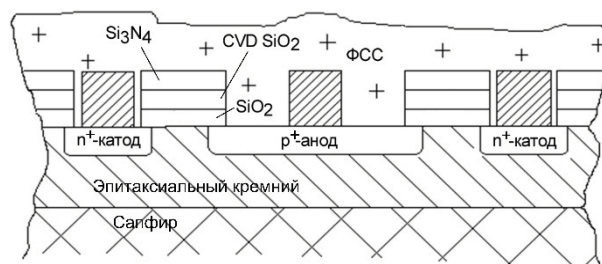


Рис. 1. Разрез структуры элементарного фотодиода

Данная структура была реализована по технологическому маршруту с использованием операций осаждения диэлектрических и проводящих слоев, операций ионного легирования и термических обработок, фотолитографий и травления с учетом особенностей конструкции прибора. Для получения низких значений темнового тока фотодиодов (~1 мкА) и достаточно высоких значений токовой чувствительности (не менее 0,3 А/Вт) подбирались оптимальные соотношения параметров процедур ионной имплантации и высокотемпературного отжига.

В таблице 1 приведены результаты измерений темнового тока и чувствительности образцов. Фотодиоды, созданные по кремниевой технологии, имеют более низкий темновой ток, что обусловлено более совершенной структурой монокристаллического Si. В фотодиодном режиме при изменении обратного напряжения от 1 до 5 В значения темнового тока фотодиодов ФД1-КНС и ФД2-КНС увеличивались примерно на 25%, а средние значения токовой чувствительности возрастали на 7.5%. Пороговая мощность излучения, определенная по уровню 30% превышения темнового тока I<sub>т</sub> для ФД1-КНС 0.7 мкВт,

для ФД2-КНС 0.3 мкВт, а по  $2I_T$  составляла 2.0 мкВт для ФД1-КНС и 1.0 мкВт для ФД2-КНС.

**Таблица 1.** Средние значения темного тока и токовой чувствительности для различных типов фотодиодов

Тип диода	Темновой ток (15В), мкА	Мощность излучателя, мВт	Фототок, мкА	Фоточувствительность, А/Вт
ФД1-Si	0.02	2.1	90.2	0.622
ФД1-КНС	0.81	2.1	59.2	0.408
ФД2-Si	0.02	2.1	32.45	0.78
ФД2-КНС	0.36	2.1	19.95	0.48

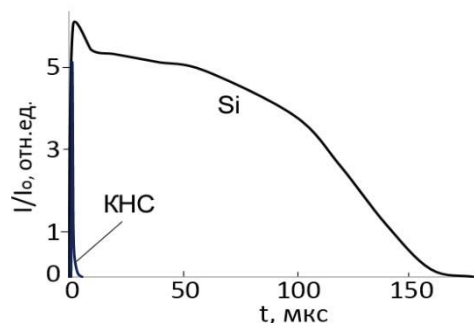
Эксперименты показали, что дефектообразующее воздействие статического гамма-облучения незначительно влияет на характеристики фотодиодов. При воздействии импульсного гамма-излучения ( $\tau \sim 30$  нс) время восстановления работоспособности образца, изготовленного на кремнии, составляло 150 мкс (рис. 2), а время восстановления для образцов ФД1,2-КНС составляло 0.5-1 мкс. Деграция фоточувствительности диодов на структурах КНС после нейтронного облучения выражалась в единицах процентов, при этом аналогичная деграция фотодиодов на кремнии составляла более 80 %, т.е. фактически диоды теряли свою работоспособность.

Для объяснения указанных фактов было проведено физико-топологическое моделирование деграции приборов при воздействии радиации в двумерном приближении [4]. Решалась система уравнений Пуассона и непрерывности, дополненная выражениями для плотности токов электронов и дырок.

В качестве граничных условий на контактах задавались значения концентрации и потенциала, а на остальных границах расчетной области поддерживались нулевыми плотности токов электронов и дырок за счет «зануления» градиентов концентрации носителей заряда и потенциала. Радиационное воздействие учитывалось путем изменения concentra-

ции и подвижности носителей заряда, а также введением связанных положительных зарядов на границах сапфир-кремний, SiO<sub>2</sub>-кремний.

Были рассчитаны распределения потенциала, плотности тока, концентрации электронов и дырок до и после различных видов радиационного воздействия. Показано, что граница раздела кремний-сапфир оказывает значительное влияние на характеристики приборов при облучении за счет ограничения потоков носителей заряда в глубину структуры в отличие от кремниевых подложек.



**Рис. 2.** Осциллограмма сигнала с выхода фотодиодов ФД1-Si и ФД1-КНС при воздействии импульса излучения

Накопление заряда на указанной границе дополнительно способствует «компрессии» линий тока, так, что они идут параллельно поверхности эпитаксиального слоя, а дефектная область, вблизи границы с сапфиром, слабее влияет на паразитную рекомбинацию носителей заряда.

## Литература

1. Е.А. Ладыгин Действие проникающей радиации на изделия электронной техники М.: Сов.радио, 1980, 224 с.
2. Л.М. Самбурский. Автореф. дисс. к.т.н., 2013, ИПИМ РАН, 30 с.
3. С.В. Оболенский // Изв. вузов: Электроника, 2004, № 6, с. 3.

# Особенности селективного легирования марганцем GaAs гетероструктур

И.Л. Калентьева<sup>1, \*</sup>, Ю.А. Данилов<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>1</sup>, М.В. Дорохин<sup>1</sup>, О.В. Вихрова<sup>1</sup>,  
А.В. Кудрин<sup>1</sup>, Д.А. Павлов<sup>1</sup>, А.В. Пирогов<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>2</sup>, Ю.Н. Дроздов<sup>2</sup>, П.А. Юнин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

\*istery@rambler.ru

Исследовано влияние на селективное легирование марганцем арсенид-галлиевых гетероструктур, изготовленных сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения, ряда технологических параметров: содержание примеси в дельта-слое Mn и температура его формирования. Установлено, что при температуре выращивания 400°C и содержании примеси  $\leq 0.3$  монослоя структуры демонстрируют наибольшую электрическую активность и обладают ферромагнитными свойствами.

## Введение

Селективное легирование магнитной примесью (3d переходными металлами и Mn, в частности) является перспективным способом создания ферромагнитной области в полупроводниковых гетеронаноструктурах для приборов спиновой электроники. Благодаря этому приему гетероструктуры сохраняют высокое кристаллическое и оптическое качество и демонстрируют характеристики, обусловленные присутствием спин-поляризованных носителей заряда.

## Методика эксперимента

В данной работе исследовались гетероструктуры, содержащие квантовую яму  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0.15-0.17$ ) и отделенный спейсерным слоем GaAs селективно легированный (дельта-легированный) Mn слой GaAs, а также GaAs структуры, содержащие только одиночный дельта-слой Mn. Образцы были получены сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и импульсного лазерного нанесения (ИЛН) в едином ростовом цикле на подложках *i*-GaAs [1]. Методом МОСГЭ выращивались буферный слой GaAs, слой  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  толщиной 10-12 нм, спейсер GaAs, отделяющий квантовую яму от селективно-легированной Mn области. Методом ИЛН при температурах от 250 до 450°C формировался дельта-слой Mn (содержание примеси ( $Q_{\text{Mn}}$ ) 0.06–1.4 монослоя (МС)) и покровный слой GaAs толщиной порядка 15-20 нм. Для изучения влияния температуры процесса ИЛН на распределение марганца в селективно легированной области методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) была изготовлена тестовая структура, содержащая,

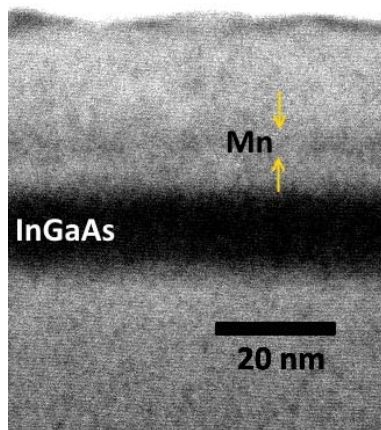
кроме квантовой ямы InGaAs, дельта-слой немагнитной акцепторной примеси (углерод) и 3 дельта-слоя Mn ( $Q_{\text{Mn}}=0.2-0.3$  МС), выращенные методом ИЛН при 400, 300 и 200°C, соответственно, и разделенные спейсерами GaAs толщиной 30 нм. Исследовались излучательные (фотолюминесценция при возбуждении лазером с длиной волны 632.5 нм и мощностью 30 мВт при 77 К) и структурные свойства изготовленных образцов (рентгеновская дифракция и высокоразрешающая просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ)). Гальваномагнитные свойства структур изучались в температурном диапазоне от 10 до 300 К с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла. Измерение намагнитченности производилось при 300 К с помощью магнитометра переменного градиента магнитного поля. Анализировалось влияние на селективное легирование Mn таких технологических параметров ИЛН, как температура выращивания ( $T_g$ ) и содержание примеси в дельта-слое.

## Результаты и обсуждение

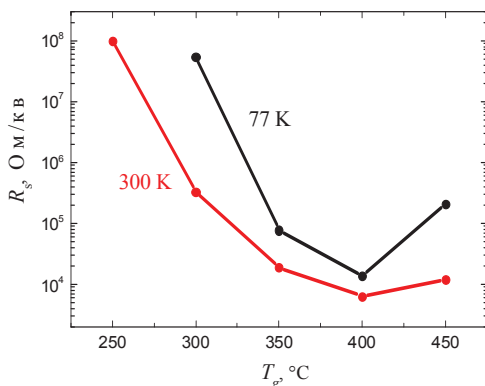
По данным рентгено-дифракционных исследований и ПЭМ полученные структуры являются эпитаксиальными и имеют высокое кристаллическое качество. Исследования в режиме сканирующей ПЭМ (z-контраст) показали наличие контраста в области расположения квантовой ямы InGaAs и дельта-слоя Mn (рис.1). Ширина квантовой ямы совпадает с технологическими данными, атомы Mn сосредоточены в слое толщиной  $\sim 5-6$  нм для  $Q_{\text{Mn}}=0.25-0.3$  МС. Вначале были проведены исследования по определению оптимальной температуры ИЛН. Результаты исследования электрических свойств



структур с одиночным дельта-слоем ( $Q_{Mn}=0.2-0.3$  МС), изготовленным при температурах в диапазоне от 250 до 450°C, показаны на рис.2. Видно, что минимум на зависимостях слоевого сопротивления от температуры выращивания достигается в области  $T_g=400^\circ\text{C}$ . При этой температуре процесс ИЛН обеспечивает высокую электрическую активность атомов Mn (отношение слоевой концентрации дырок к  $Q_{Mn}$ ). Ее значение составляет 0.1–0.3, что на порядок величины больше, чем для аналогичных образцов, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [2]. Это позволяет предположить, что значение  $T_g=400^\circ\text{C}$  является оптимальной температурой формирования дельта-легированного Mn слоя GaAs методом ИЛН.



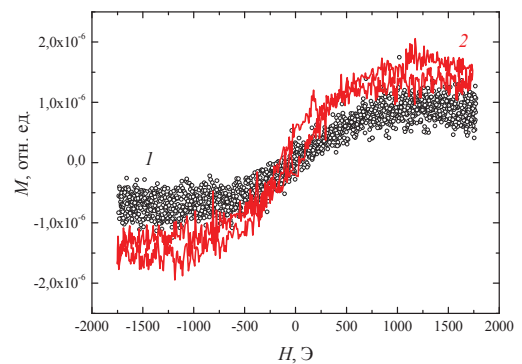
**Рис. 1.** СЭМ изображение GaAs структуры с одиночным дельта-слоем Mn ( $Q_{Mn} = 0.2$  МС) и квантовой ямой  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.17$ ).



**Рис. 2.** Зависимости (при 300 и 77 К) слоевого сопротивления GaAs структур с одиночным дельта-слоем Mn ( $Q_{Mn} = 0.2$  МС) от температуры ИЛН.

Для структур, сформированных при оптимальной температуре, проведены исследования состава и гальваномагнитных свойств в зависимости от содержания примеси Mn. Были исследованы электрофизические свойства серии структур с одиноч-

ным дельта-слоем Mn ( $0.06 \text{ МС} \leq Q_{Mn} \leq 1.4 \text{ МС}$ ), изготовленных при  $T_g=400^\circ\text{C}$ . Наблюдалось насыщение слоевой концентрации дырок при  $Q_{Mn} > 0.3-0.4$  МС, предположительно, из-за встраивания атомов Mn в междоузельное положение (двойной донор) и/или перехода в электрически неактивное состояние [2]. Наблюдение аномального эффекта Холла и отрицательного магнетосопротивления свидетельствовало о ферромагнитных свойствах структур при температурах  $< 30-40$  К [4]. Нелинейные магнитопольевые зависимости намагниченности (при 300 К) с петлей гистерезиса были зарегистрированы только для образцов с  $Q_{Mn} > 1$  МС, что может быть связано с присутствием кластеров ферромагнитного соединения MnAs, имеющего температуру Кюри 315 К [4] (рис.3).



**Рис. 3.** Магнитопольевые зависимости намагниченности структур с одиночным дельта-слоем Mn при 300 К. Магнитное поле приложено в плоскости структуры. Зависимость 1 соответствует структуре с  $Q_{Mn} = 1.1$  МС, зависимость 2 - структуре с  $Q_{Mn} = 1.4$  МС.

Исследования ВИМС подтвердили формирование дельта-слоя Mn без существенного расплывания и сегрегации при температуре выращивания  $T_g=400^\circ\text{C}$  и содержании примеси  $\leq 0.3$  МС. Эти условия являются оптимальными для формирования селективно-легированных структур.

*Работа выполнена в рамках реализации государственного задания – проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824\_a, 16-07-01102\_a), стипендии (конкурс СП-2015) и гранта (МК-8221.2016.2) президента Российской Федерации.*

## Литература

1. B.N. Zvonkov, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov *et al.* // Journal of Optical Technology, V. 75, 389 (2008).
2. A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka // Journal of Crystal Growth, V. 251, 303 (2003).
3. O.B. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин и др. // Письма в ЖТФ, Т. 35, в.14, 8 (2009).
4. F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl // Handbook of Magnetic Materials, V. 14, 1 (2002).

# Расчёт вероятности спонтанной эмиссии в наноструктурах методом S-квантования

М.А. Калитеевский<sup>1, 2, 3, \*</sup>, А.Р. Губайдуллин<sup>1, 3</sup>, К.А. Иванов<sup>1, 3</sup>, В.А. Мазлин<sup>1, 3</sup>

1 Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, д.8, Санкт-Петербург, 194021

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

3 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101

\*m.kaliteevski@mail.ru

Предложенная недавно процедура S-квантования применена для расчёта вероятности спонтанной эмиссии в наноструктурах и анализа фактора Парселла. Процедура S-квантования основана на формализме матрицы рассеяния (S-матрицы) и применима для любой ориентации излучающего диполя в произвольной одномерной наноструктуре при s- и p-поляризации. Для упрощения записи формул вводятся безразмерные величины, позволяющие вычислить фактор Парселла при известной ориентации диполя. Выведены общие уравнения, предложен алгоритм вычисления вероятности спонтанной эмиссии, а также рассмотрены примеры наноструктур, такие как брэгговский отражатель и микрорезонатор.

## Введение

Эффект усиления спонтанной эмиссии при помещении эмиттера в полость был открыт Парселлом более полувека назад [1]. Предложенное им объяснение заключалось в том, что плотность состояний  $\rho$  в такой полости изменяется в зависимости от объёма моды, что ведёт к увеличению вероятности спонтанной эмиссии, вычисляемой по правилу Ферми:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \mathbf{E} \mathbf{d} | i \rangle|^2 \rho. \quad (1)$$

Здесь через  $f$  и  $i$  обозначены конечное и начальное состояния эмиттера, через  $\mathbf{E}$  — величина электрического поля в месте расположения эмиттера, а через  $\mathbf{d}$  — его дипольный момент.

Однако такое объяснение не является математически строгим, а предложенные впоследствии теории не являются универсальными и работают для ограниченного набора наноструктур.

Авторами был развит формализм S-квантования, основанный на приравнивании единице собственных чисел матрицы рассеяния одномерной наноструктуры и позволяющий вычислять распределение электрического поля в произвольных одномерных наноструктурах [2].

Благодаря этому, как показано в настоящей работе, появляется возможность вычислить вероятность спонтанной эмиссии и, как следствие, фактор Парселла.

## Теория метода

Удобно ввести фактор Парселла, зависящий от направления, который определяется как отношение вероятности спонтанной эмиссии в структуре к вероятности эмиссии в свободном пространстве:

$$F_0 = \frac{|\langle f | \tilde{\boldsymbol{\epsilon}} r | i \rangle|^2}{|\langle f | \boldsymbol{\epsilon} r | i \rangle|^2}. \quad (2)$$

Здесь введены нормированные величины поля  $\tilde{\boldsymbol{\epsilon}}$ , позволяющие избавиться от плотности состояний и размеров ящика квантования. Они определены так, что

$$\frac{1}{V} \int_V n^2 \boldsymbol{\epsilon}^2 d^3 r = 1. \quad (3)$$

При этом имеется связь между величинами нормированного поля в структуре и в вакууме:

$$\tilde{\boldsymbol{\epsilon}}^{(1,2)} = (0 \ \tilde{\boldsymbol{\epsilon}}_y^{(1,2)} \ 0) = (0 \ Y^{(1,2)} \boldsymbol{\epsilon}_y^{(1,2)} \ 0) \quad (4a)$$

для TE-поляризации и

$$\tilde{\boldsymbol{\epsilon}}^{(1,2)} = (\tilde{\boldsymbol{\epsilon}}_x^{(1,2)} \ 0 \ \tilde{\boldsymbol{\epsilon}}_z^{(1,2)}) = (X^{(1,2)} \boldsymbol{\epsilon}_y^{(1,2)} \ 0 \ Z^{(1,2)} \boldsymbol{\epsilon}_x^{(1,2)}) \quad (4b)$$

для TM-поляризации (за ось  $z$  принята ось, перпендикулярная слоям структуры).

Верхние индексы 1 и 2 отвечают двум собственным состояниям электрического поля, появляющимся в результате процедуры S-квантования [2].

Вычислив величины  $Y$ ,  $X$  и  $Z$ , можно записать формулы для фактора Парселла для произвольной ори-

ентации диполя в пространстве. В частности, при ТЕ-поляризации для диполя, ориентированного вдоль оси  $y$

$$F_{\theta}^{(TE)} = \sum_{i=1,2} |Y^{(i)}|^2 = y \tag{5a}$$

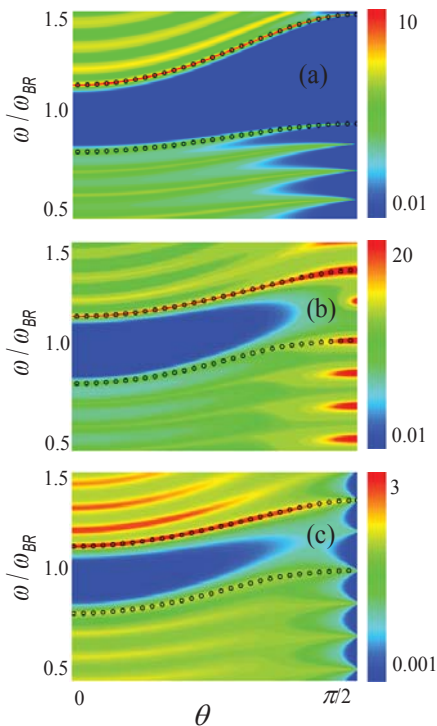
При ТМ-поляризации и ориентации диполя вдоль  $x$  и  $z$ , соответственно

$$F_{\theta}^{(TE)} = \sum_{i=1,2} |X^{(i)}|^2 \cos^2 \theta = \mathcal{X} \cos^2 \theta, \tag{5б}$$

$$F_{\theta}^{(TE)} = \sum_{i=1,2} |Z^{(i)}|^2 \sin^2 \theta = \mathcal{Z} \sin^2 \theta, \tag{5в}$$

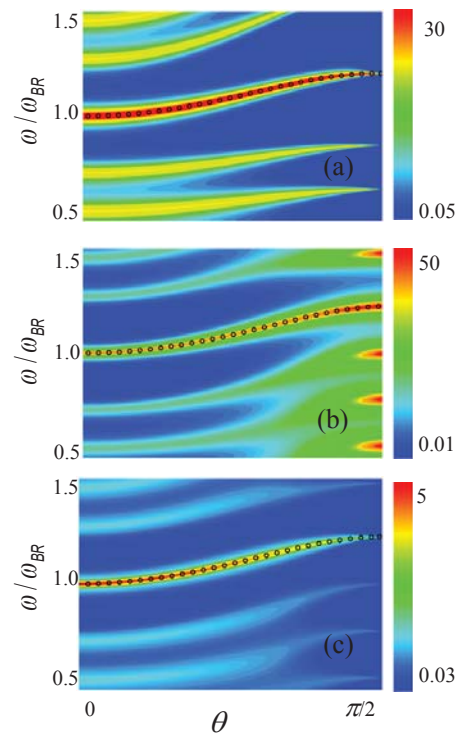
### Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны зависимости значений  $y$ ,  $x$  и  $z$ , введённых в (5), от частоты и направления излучения в случае, если в качестве структуры взят брэгговский отражатель. Видно, что внутри фотонной запрещённой зоны спонтанная эмиссия подавлена, однако наблюдается усиление на краях запрещённой зоны — в т.н. брэгговских краевых состояниях.



**Рис. 1.** Зависимость значений  $y$  (а),  $x$  (б) и  $z$  (в) от угла и частоты эмиссии в центре брэгговского отражателя. Кругами отмечена дисперсия краевых состояний.

Аналогичная зависимость для микрорезонатора, ограниченного двумя брэгговскими зеркалами и имеющего размер в половину брэгговской длины волны, показана на рис. 2. Здесь также наблюдается подавление эмиссии внутри брэгговской запрещённой зоны, однако теперь в центре зоны имеется собственная мода резонатора, на которой проявляется усиление спонтанной эмиссии, причём фактор Парселла достигает нескольких десятков единиц.



**Рис. 2.** Зависимость значений  $y$  (а),  $x$  (б) и  $z$  (в) от угла и частоты эмиссии в центре микрорезонатора. Кругами отмечена дисперсия собственной моды микрорезонатора.

### Выводы

В настоящей работе разработан метод вычисления вероятности спонтанной эмиссии, основанный на процедуре S-квантования. Выведены общие уравнения и продемонстрирована работа метода на двух модельных наноструктурах: брэгговском отражателе и микрорезонаторе. В обеих структурах эмиссия подавлена внутри фотонной запрещённой зоны, но усилена на краевых брэгговских состояниях (в отражателе) и на собственной моде (в микрорезонаторе).

### Литература

1. Е.М. Purcell // Phys. Rev. **69**, 681 (1946).
2. М.А. Калитеевский, В.А. Мазлин, К.А. Иванов, А.Р. Губайдуллин // Оптика и Спектроскопия, Т. 119, № 5, С. 810–815 (2015).

# Время релаксации возбужденных примесных состояний Sb в деформированном германии

К.А. Ковалевский<sup>1,\*</sup>, Н.В. Абросимов<sup>2</sup>, В.В. Герасимов<sup>3</sup>, Р.Х. Жукавин<sup>1</sup>, Б.А. Князев<sup>3</sup>, В.В. Цыпленков<sup>1</sup>, Ю.Ю. Чопорова<sup>3</sup>, В.Н. Шастин<sup>1</sup>

<sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup>The Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str. 2, Berlin.

<sup>3</sup>Институт ядерной физики СО РАН, проспект Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090.

\*atan4@yandex.ru

Проведенные в работе измерения времени релаксации носителей заряда методом «накачка-зондирование» в условиях возбуждения локализованных примесных состояний сурьмы в германии использовали ТГц излучение лазера на свободных электронах на базе Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН. Получены следующие значения времен релаксации:  $\tau=1$  нс ( $2p_{\pm}$ ) и  $\tau=0,8$  нс ( $3p_{\pm}$ ) при  $S=0$ , и  $\tau=1,25$  нс ( $3p_0$ ) при  $S[111]=1$  кбар.

## Введение

Развитие таких источников ТГц излучения, как лазер на свободных электронах (ЛСЭ), сделало их удобным инструментом для исследования методом «накачка-зондирование» времен релаксации электронов, находящихся в возбужденных состояниях примесного центра полупроводника. Ранее, время релаксации электронов из зоны проводимости в Ge:Sb были измерены методом «пробного импульса» на установке FELBE (*Helmholtz Zentrum Dresden-Rossendorf*), и дали значение  $\sim 1,7 \times 10^{-9}$  с [1]. Времена релаксации внутрицентровых состояний в Ge:Sb измерены в работе [2] на основе анализа спектров поглощения и фотопроводимости, где в качестве источника ТГц излучения использовалась лампа обратной волны. Для состояния  $2p_{\pm}$  время релаксации составило  $2 \times 10^{-9}$  с. Целью настоящей работы является расширение имеющихся в литературе данных о темпах релаксации электрона в примесных состояниях Ge:Sb. Методом «пробного импульса» исследуются не измерявшиеся ранее состояния. Также исследовано влияние одноосной деформации на темпы внутрицентральной релаксации.

## Постановка эксперимента

Измерения проводились в сибирском центре синхротронного и терагерцового излучения на установке новосибирского ЛСЭ (*NovoFEL*). Использовалась одноцветная схема метода «накачка-зондирование» на длинах волн  $\sim 142$  мкм ( $2p_{\pm}$ ),  $\sim 150$  мкм ( $3p_{\pm}$ ). Оптическая схема измерений подробно описана в работе [3]. Образцы были выра-

щены методом Чохральского и имели форму параллелепипеда с размерами  $10 \times 10 \times 0,5$  мм, грани которого были отполированы. Концентрация доноров Sb составляла  $N \sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, а степень компенсации не превышала 0,1%. Образец помещался в гелиевый криостат с возможностью изменения температуры в диапазоне 5 – 50К. Накачивающий и зондирующий луч сводились на образце под углом  $15^{\circ}$  и имели размеры в диаметре 1 мм и 2,5 мм соответственно. Сигнал накачки модулировался с частотой 15 Гц. Детектирование пробного сигнала осуществлялось с помощью детектора Галлея и синхронного усилителя на частоте модуляции накачки. Дополнительно, чтобы исключить влияние рассеянного излучения накачки, поляризации накачивающего и пробного импульса были ортогональны, а перед детектором стоял проволочный поляризатор. При измерении образца в условиях одноосной деформации вдоль оси [111] образец помещался в специальный модуль, а направление поляризации излучения в обоих пучках составляло угол 45 градусов с осью давления. Что было сделано с целью уравнивания сечений поглощения излучения обоих пучков.

## Результаты измерений

Зависимости зондирующего сигнала от величины задержки при разных значениях температуры Ge:Sb и деформации  $S=0$  представлены на рисунке 1,а (накачка в состояние  $2p_{\pm}$ ) и рис. 1,б (накачка в состояние  $3p_{\pm}$ ). Полученное значение времени релаксации составляет  $1 \times 10^{-9}$  с –  $2p_{\pm}$  и  $0,8 \times 10^{-9}$  с –  $3p_{\pm}$ . Таким образом, возбуждение более высоко лежащего состояния  $3p_{\pm}$  дает более короткий отклик, что явно указывает на нарушение каскадной

модели релаксации. Данное обстоятельство можно объяснить взаимодействием с междолинными фононами германия, имеющими энергию  $\sim 10$  мэВ ( $TA$ -фононы). Такие фононы способны перебрасывать электроны из возбужденных  $3p_{\pm}$  сразу в основное состояние  $1s(A_1)$ .

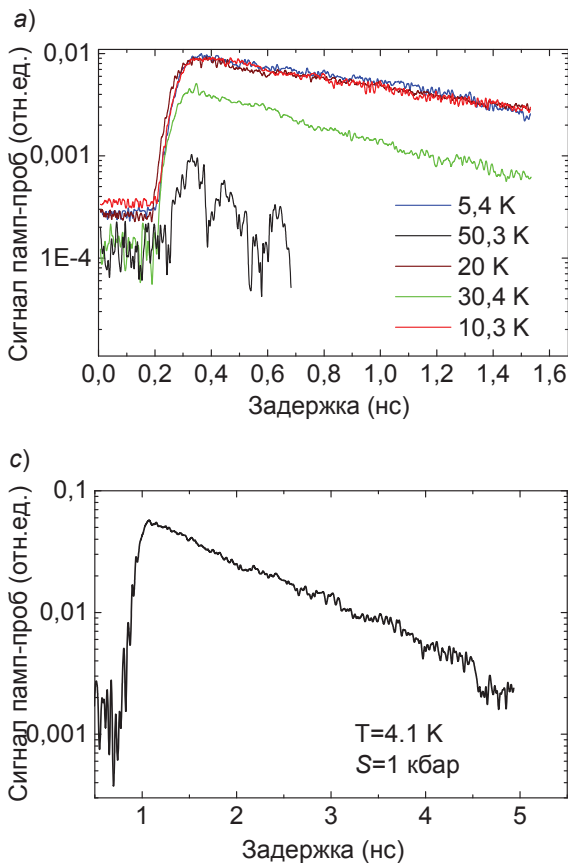
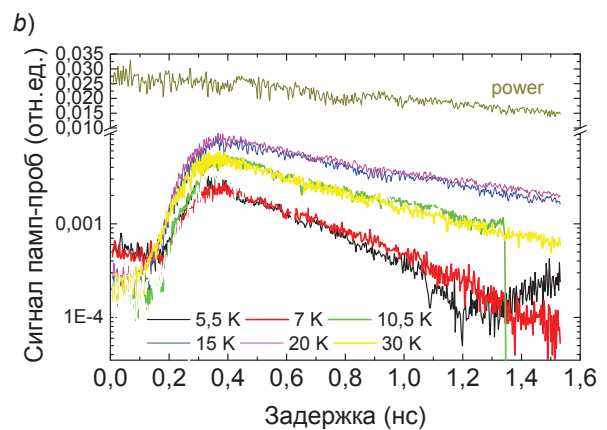


Рис. 1. Зависимость величины пробного сигнала от времени задержки для переходов: а) в состоянии  $2p_{\pm}$  (150 мкм); б) в состоянии  $3p_{\pm}$  (141 мкм); в) в состоянии  $3p_0$  (165 мкм) при одноосной деформации сжатия вдоль кристаллографического направления  $[111]$   $S=1$  кбар.

Одноосная деформация вдоль кристаллографического направления  $[111]$  приводит к модификации

примесных состояний. Оценки показывают, что для ряда возбужденных состояний можно ожидать уменьшение темпов релаксации на акустических фононах. На рисунке 1,с представлен результат измерения времени релаксации состояния  $3p_0$  при одноосной деформации  $[111]$   $S=1$  кбар. Кривая зондирующего сигнала соответствует времени релаксации  $\tau=1,25 \times 10^{-9}$  с. Ранее сообщалось о величине  $\tau=0,5 \times 10^{-9}$  с в недеформированном кристалле [2]. Таким образом, в условиях одноосной деформации сжатия наблюдается падение темпа релаксации.



## Литература

1. N. Deßmann, S.G. Pavlov, V.N. Shastin, R.Kh. Zhukavin, V.V. Tsyplenkov, S. Winnerl, M. Mittendorff, N.V. Abrosimov, H. Riemann, H.-W. Hübers // *Phys. Rev. B* 89, 035205 (2014).
2. Е.М. Гершензон, Г.Н. Гольцман, Л.А. Орлов, Н.Г. Птицина // *Известия академии наук СССР, физическая серия*, т.42, №6, 1154–1159 (1978).
3. Yu.Yu. Choporova, V.V. Gerasimov, B.A. Knyazev, S.M. Sergeev, O.A. Shevchenko, R.Kh. Zhukavin, N.V. Abrosimov, K.A. Kovalevsky, V.K. Ovchar, H.-W. Hübers, G.N. Kulipanov, V.N. Shastin, H. Schneider, N.A. Vinokurov // *Physics Procedia* 84, 152 – 15 (2016).

# Влияние концентрации вакансий ртути на спектр терагерцевой фотопроводимости КРТ пленок

Д.В. Козлов<sup>1, 2\*</sup>, В.В. Румянцев<sup>1, 2</sup>, С.В. Морозов<sup>1, 2</sup>, А.М. Кадыков<sup>1, 5</sup>, М.А. Фадеев<sup>1</sup>, В.С. Варавин<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3, 4</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3, 4</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1, 2</sup>, Ф. Терре<sup>5</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

2 Нижегородской государственной университет им. Лобачевского, Нижний Новгород.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск.

4 Новосибирский государственный университет, Новосибирск.

5 Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier II, Montpellier, France

\*dvkoz@ipmras.ru

Были исследованы спектры фотопроводимости эпитаксиальных пленок  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Показано, что некоторые длинноволновые особенности в этих спектрах связаны с ионизацией вакансий ртути.

## Введение

Одной из проблем при создании приемников высокой чувствительности для дальнего инфракрасного диапазона длин волн на основе эпитаксиальных пленок  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , является существенное влияние примесных и дефектных центров на времена межзонной релаксации. Состояния таких центров в КРТ структурах исследуются на протяжении четырех десятилетий. Так, авторами работы [1] в КРТ слоях с долей Cd в растворе  $x = 0.25 - 0.4$  были обнаружены состояния вблизи края валентной (акцепторные центры). В других работах (например [2]) в легированных образцах КРТ было установлено наличие глубоких центров с энергиями  $E_v + 0.4E_g$ ,  $E_v + 0.75E_g$ . Следует отметить, что происхождение обнаруженных уровней остается не выясненным. В настоящей работе проведены измерения спектров фотопроводимости (ФП) объемных КРТ пленок до и после отжига структур в атмосфере инертных газов. Установлена природа мелких акцепторных состояний, проявляющих себя в спектрах ФП в дальнем ИК диапазоне.

## Измерение спектров ФП

Исследованы спектры ТГц фотопроводимости (ФП) образцов эпитаксиальных пленок  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с содержанием Cd от 19 до 23 %, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии по подложке GaAs в направлении (013). Активный слой структуры окружен варизонными слоями КРТ и располагается на буфере из CdTe толщиной около 5 мкм.

Структуры не были намеренно легированы. Спектры ФП были измерены на фурье-спектрометре Bruker Vertex 80v при температуре жидкого гелия. Все образцы были исходно *n*-типа, но затем отжигались в атмосфере инертного газа. В результате такого отжига за счет выхода ртути из структуры была создана избыточная концентрация акцепторов (вакансий ртути) над донорной примесью и в структурах возникла проводимость *p*-типа.

## Интерпретация измеренных спектров

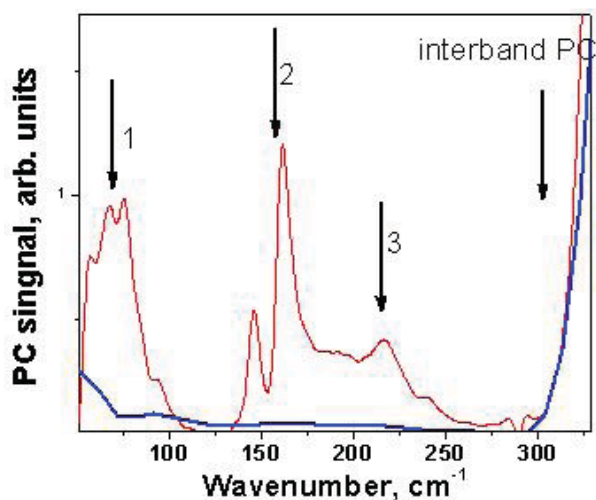
На рис. 1 представлены типичные спектры ФП исследуемой КРТ пленки до (синяя линия) и после (красная линия) отжига в атмосфере инертных газов. Видно, что в спектре ФП неотожженной структуры отсутствует сигнал фототока в длинноволновой части спектра (левее полосы межзонных переходов). После отжига в спектре ФП представленного образца с долей Cd  $x = 0.19$  появляются три длинноволновые особенности (красная линия на рис. 1):  $70-90 \text{ см}^{-1}$  (стрелка 1),  $140-170 \text{ см}^{-1}$  (стрелка 2),  $200-225 \text{ см}^{-1}$  (стрелка 3). Отметим, что эти три особенности наблюдаются в спектрах большинства исследуемых структур, а особенность 2 присутствует во всех спектрах. Поскольку при отжиге увеличивается число вакансий ртути, по крайней мере некоторые из появившихся длинноволновых спектральных особенностей должны быть связаны с вакансиями ртути.

До отжига концентрация доноров превосходила суммарную концентрацию всех акцепторов. При

отжиге в образце увеличивается число вакансий ртути, и это увеличение создает дополнительное число акцепторных центров. Электроны рекомбинируют с дырками на этих дополнительных акцепторных центрах, а оставшиеся дырки распределяются по акцепторным состояниям. При этом самые мелкие акцепторные центры заполняются дырками «последними», и только когда концентрация этих мелких акцепторов превышает концентрацию доноров. Таким образом, наиболее длинноволновая линия 1 в спектре ФП отожженной КРТ структуры связана с ионизацией акцепторов, концентрация которых увеличилась при отжиге, т.е. с вакансиями ртути. Установив, что линия 1 связана с такими вакансиями, попытаемся выяснить происхождение других особенностей. Вакансия ртути является двухвалентным акцепторным центром. С таким центром может быть связана как одна дырка (заряженный акцептор), так и две дырки (нейтральный акцептор). Сигнал фотопроводимости возникает при отрыве дырки от акцепторного центра. Следует отметить, что энергия отрыва частицы от нейтрального центра меньше, чем от заряженного [3], поэтому линия 1 должна быть связана с частичной ионизацией именно нейтральной вакансии ртути.

Был проведен расчет состояний вакансий ртути, как двухвалентного акцептора с учетом химического сдвига, возникающего из-за сжатия кристаллической решетки вокруг вакансии. Такой химический сдвиг приводит к уменьшению энергии связи акцептора и описывался с помощью дополнительного отталкивающего потенциала, существенного вблизи примесного иона. Такой отталкивающий потенциал выбирали в виде экранированного кулоновского потенциала точечного заряда, причем величина такого заряда и длина экранировки являлись подгоночными параметрами, которые подбирали, сравнивая расчетную энергию ионизации нейтрального акцептора с положением линии 1. При этом удалось установить, что если линия 1 связана с отрывом первой дырки от вакансии ртути, то положение в спектре линии 2 хорошо согласуется с энергией отрыва второй частицы от такого двухвалентного центра. Линия 3, возможно связана

с каким – то другим акцептором. Следует отметить, что положение этой линии совпадает с энергией ионизации нейтрального двухвалентного акцептора, рассчитанной без учета химического сдвига. Такой центр может возникать при заполнении вакансии каким-либо электрически нейтральным атомом, в результате чего деформации около центра не возникает и химический сдвиг оказывается не существенным.



**Рис. 1.** Спектры ФП КРТ структуры с долей Cd  $x = 0.19$ : синяя линия – до отжига, красная линия – после отжига.

*Работа поддержана грантами РФФИ № 16-32-00609, №16-02-00685, №15-02-05154, №14-02-01229, № 17-02-00898 и Президента РФ МК-6923.2016.2*

## Литература

1. W. Scott, E. L. Stelzer, and R. J. Hager // *J. Appl. Phys.* **47**, 1408 (1976).
2. D. L. Polla et al. // *Appl. Phys. Lett.* **40**, 338 (1982)
3. Д.В. Козлов, В.В. Румянцев, С.В. Морозов, А.М. Кадыков, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.И. Гавриленко, Ф. Терре // *ФТП*, **49**, 1654 (2015).

# Бесконтактная характеристика дельта-слоёв марганца и углерода в арсениде галлия

О.С. Комков<sup>1,\*</sup>, А.В. Кудрин<sup>2,§</sup>

1 Санкт-Петербургский электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376.

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

\*okomkov@yahoo.com, §kudrin@nifti.unn.ru

Метод спектроскопии фотоотражения применён для диагностики одиночных дельта-слоёв марганца и углерода в GaAs. Показано, что определяемая этим методом напряжённость встроенных электрических полей растёт с увеличением слоевой концентрации введённых примесей. Фазочувствительное фотоотражение позволило независимо измерить приповерхностное поле и поле, обусловленное дельта-легированием. Это даст возможность бесконтактно определять долю электрически активной примеси Mn и выявлять вклад дельта-слоёв углерода в гетеросистемы на основе GaAs.

## Введение

Дельта-легирование позволяет ввести в полупроводниковую структуру достаточное количество примеси, практически не снижая при этом подвижность свободных носителей заряда. Особый интерес представляет  $\delta$ -легирование GaAs атомами марганца, поскольку оно приводит к возникновению ферромагнитных свойств у структуры и преимущественной спиновой поляризации носителей в расположенной вблизи  $\delta$ -слоя квантовой яме (КЯ) [1]. Размещение с другой стороны от этой КЯ  $\delta$ -слоя углерода [2] добавляет в систему дополнительные дырки, что приводит к усилению наблюдаемых спиновых явлений. Введённые с углеродом дырки компенсируют нежелательные электроны, образовавшиеся за счёт попавших в междоузлия атомов Mn.

В этой связи, актуальным представляется разработка оптических методик контроля электрически активного марганца в  $\delta$ -слоях, а также выявление вклада дельта-слоёв углерода в систему. Для достижения этой цели использован метод фотоотражения (ФО) [3] — бесконтактная разновидность модуляционной оптической спектроскопии.

## Исследуемые образцы и методика измерений

Образцы выращивались методом MOCVD и комбинацией MOCVD с лазерным нанесением на подложках  $i$ -GaAs (001). На буферный слой GaAs из источника  $CCl_4$  наносился  $\delta$ -слой углерода различной толщины, после чего структура зарастивалась нелегированным GaAs (20 нм). В случае  $\delta$ -слоёв марганца, их рост выполнялся при пониженной температуре (400 °C) методом лазерного распыления металлического Mn [4]. Зарастивание арсенидом галлия (25 нм) также проводилось методом лазерного распыления. Концентрация введённого

марганца варьировалась от образца к образцу (см. таблицу 1). Согласно работе [5], один монослой Mn соответствует плотности примеси  $6,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .

На рис. 1 приведена энергетическая диаграмма структуры с  $\delta$ -слоем углерода. В приповерхностной области присутствует электрическое поле  $F_1$ , обусловленное закреплением уровня Ферми на поверхности GaAs. В области  $\delta$ -слоя также присутствует встроенное неоднородное электрическое поле  $F_2$ , сформированное ионизованной примесью  $p$ -типа.

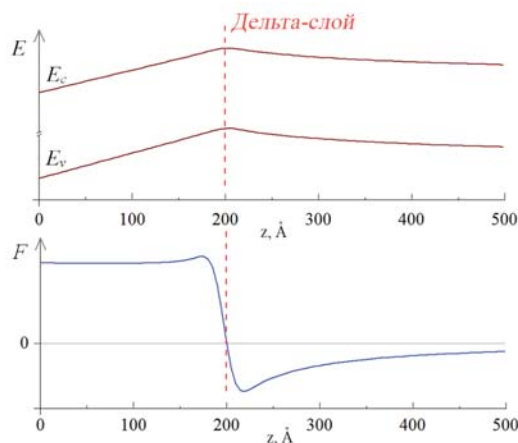


Рис. 1. Энергетическая диаграмма  $E(z)$  и распределение напряжённости электрического поля  $F$  вглубь образца GaAs с дельта-слоем  $p$ -типа.

При измерении спектров ФО происходит модуляция приповерхностного и встроенного электрических полей при помощи лазерного луча малой мощности. Этот луч поглощается в GaAs, генерируя электрон-дырочные пары. Разделяясь в поле, электроны частично компенсируют поверхностный заряд, а дырки — заряд ионизованных акцепторов. При этом, внутренние поля слабо изменяются, а, следовательно, изменяются оптические свойства



образца. При помощи синхронного детектирования регистрируется изменение отражения структуры  $\Delta R$  на частоте модуляции. Спектр ФО представляет собой отношение  $\Delta R$  к отражению  $R$  образца без лазерной модуляции в зависимости от длины волны  $\lambda$  падающего зондирующего излучения.

## Результаты и их обсуждение

Метод ФО при комнатной температуре дал возможность бесконтактно измерить зависимость величины усреднённого по области формирования сигнала встроенного электрического поля от концентрации Mn и C в одиночных  $\delta$ -слоях.

**Таблица 1.** Параметры и результаты измерения ФО образцов с дельта-слоями марганца при 300К.

Номер образца	Содержание Mn, доли монослоя	Слоевая конц. примеси, $10^{14} \text{ см}^{-2}$	Напряжённость поля, кВ/см
6782	0	0	14
5450	0,09	0,57	16,5
6774	0,18	1,13	21
5451	0,18	1,13	20,8
5452	0,26	1,64	23,4
5453	0,35	2,2	25

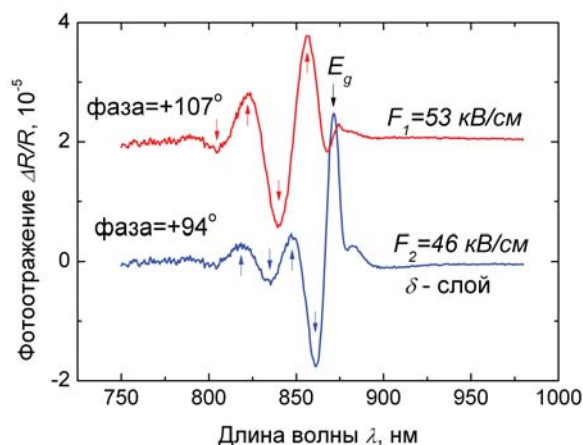
**Таблица 2.** Результаты измерения образцов с дельта-слоями углерода при 300К.

Номер образца	Подвижность дырок (Холл), $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	Слоевая конц. (Холл), $10^{12} \text{ см}^{-2}$	Напряжённость поля (ФО), кВ/см
7669	323	0.98	36
7671	298	1.92	50
7670	295	2.59	61
7672	253	5.92	79
7673	232	13.7	96

Величина измеренного для  $\delta$ -слоёв  $C$  поля хорошо коррелировала с подвижностью и слоевой концентрацией дырок, полученными методом Холла.

## Результаты фазочувствительного фотоотражения

Применение фазочувствительных измерений ФО [6] позволило разделить измеряемые сигналы по времени их запаздывания. Так, было показано, что сигнал, формируемый приповерхностной областью объёмного заряда, отстаёт по фазе от сигнала  $\delta$ -слоя.



**Рис. 2.** Спектры фотоотражения образца №7670, полученные при различных значениях фазы.

Поскольку оба сигнала представляли собой характерные осцилляции Франца–Келдыша (их экстремумы показаны на рис. 2 стрелками), по их периоду были независимо определены как электрическое поле, вызванное закреплением (пиннингом) уровня Ферми на поверхности GaAs (53 кВ/см), так и искомое встроенное электрическое поле, обусловленное только наличием дельта-слоя (46 кВ/см).

*Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращенные образцы. Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты № 8.1751.2017/ПЧ и 16.1750.2017/ПЧ Минобрнауки России), а также при поддержке гранта президента РФ (МК-8221.2016.2).*

## Литература

1. С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин и др. // ПЖЭТФ, 90(10), 730 (2009).
2. M.A.G. Balanta, M.J.S.P. Brasil, F. Iikawa et al. // Scientific Reports, V. 6, 24537 (2016).
3. О.С. Комков, Р.В. Докичев, А.В. Кудрин, Ю.А. Данилов // ПЖТФ, 39(22), 56 (2013).
4. Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // Оптический журнал, 75(6), 56 (2008).
5. A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka // J. Crystal Growth, V. 251, 303(2003).
6. V.L. Alperovich, A.S. Yaroshevich, et al. // Phys. Stat. Sol. B, V. 175, K35 (1993).

# Излучение и фотоотклик нанокристаллов нитрида галлия, внедренных в различные диэлектрические матрицы

А.А. Конаков\*, К.В. Сидоренко, Д.И. Тетельбаум

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

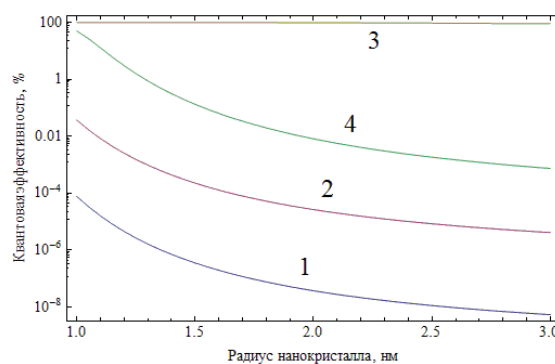
\*konakov\_anton@mail.ru

В работе рассчитаны скорость излучательной рекомбинации и внутренняя квантовая эффективность поглощения фотонов в нанокристаллах нитрида галлия, внедренных в широкозонные диэлектрические матрицы, связанные с металлическим контактом. Предсказано, что наиболее перспективными матрицами для реализации фотодетекторов на основе нанокристаллов GaN являются  $\text{HfO}_2$  и  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

С использованием электронных и дырочных спектров нанокристаллов GaN (*nc*-GaN), рассчитанных нами ранее в [1], произведен теоретический анализ параметров излучения света (длины волны и времени излучательной рекомбинации) и фотоотклика (внутренней квантовой эффективности) для уединенного нанокристалла GaN как с гексагональной, так и с кубической структурой, внедренного в аморфные диэлектрические матрицы  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{HfO}_2$  и  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Показано, что с увеличением радиуса нанокристалла в интервале от 1 до 3 нм длина волны межзонного излучения кристаллитов обеих фаз увеличивается от 250 до 360 нм, оставаясь в УФ диапазоне спектра. Расчеты времен излучательной рекомбинации для того же интервала радиусов нанокристаллов показали, что они слабо зависят от типа кристаллической модификации нитрида галлия: эти времена растут от 100 до 280 пс для гексагонального GaN и от 120 до 300 пс для кубического GaN. С изменением типа матрицы вероятность излучательной рекомбинации в единицу времени  $\tau_R^{-1}$  для обеих фаз возрастает в последовательности:  $\tau_R^{-1}(\text{SiO}_2: nc\text{-GaN}) < \tau_R^{-1}(\text{Al}_2\text{O}_3: nc\text{-GaN}) < \tau_R^{-1}(\text{Si}_3\text{N}_4: nc\text{-GaN}) < \tau_R^{-1}(\text{HfO}_2: nc\text{-GaN})$ .

Согласно результатам расчетов, внутренняя квантовая эффективность (эффективность фотоотклика), как и время излучательной рекомбинации, слабо зависит от структурного типа нанокристалла GaN. В то же самое время зависимость от типа диэлектрического окружения выражена в гораздо большей степени в сравнении с  $\tau_R^{-1}$  (см. рисунок). Кроме того, с увеличением радиуса нанокристалла квантовая эффективность монотонно снижается.



**Рис.** Внутренняя квантовая эффективность фотопоглощения нанокристаллом гексагонального GaN, встроенным в матрицы  $\text{SiO}_2$  (1),  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (2),  $\text{HfO}_2$  (3),  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (4), как функция его радиуса. Расстояние от края нанокристалла до контакта 3 нм. Электрод в расчетах полагался золотым.

Наиболее перспективными с точки зрения фотоотклика *nc*-GaN являются матрицы  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и, в особенности,  $\text{HfO}_2$ . В случае  $\text{Si}_3\text{N}_4$  квантовая эффективность для контакта с золотом при радиусе нанокристалла 1 нм достигает 10%, а при радиусе 1.4 нм — 0.1%. Для матрицы  $\text{HfO}_2$  расчеты дают очень высокое значение внутренней квантовой эффективности, которое для малых нанокристаллов вблизи золотого контакта достигает 80%. Однако, в реальности данное значение может оказаться завышенным ввиду пренебрежения рядом факторов, снижающих величину внутренней квантовой эффективности.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ в рамках государственного задания.

## Литература

1. А.А. Konakov et al. // AIP Advances, V. 6, 015007 (2016).

# Межслоевой перенос заряда в InAs/GaSb двуслойной электрон-дырочной системе вблизи сверхпроводящего контакта

А. Кононов<sup>1</sup>, С.В. Егоров<sup>1</sup>, Н. Титова<sup>2</sup>, Б.Р. Семягин<sup>3</sup>, В.В. Преображенский<sup>3</sup>, М.А. Путьато<sup>3</sup>, Е.А. Емельянов<sup>3</sup>, Э.В. Девятон<sup>1§</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

<sup>2</sup> Московский государственный педагогический университет, Малая Пироговская, д.29, Москва, 119991.

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

§ dev@issp.ac.ru

В данной работе мы исследовали транспорт заряда через ниобиевый контакт к краю двуслойной электрон-дырочной системы, реализованной в InAs/GaSb двойной квантовой яме. В случае высокопрозрачного интерфейса со сверхпроводником, мы показали, что сопротивление контакта определяется межслоевым переносом заряда вблизи интерфейса. Из анализа экспериментальных вольт-амперных кривых мы заключаем, что наведенная сверхпроводимость эффективно связывает электронный и дырочный слои при малых токах между слоями. Критический ток, при котором эта связь разрывается, демонстрирует периодическую зависимость от магнитного поля, ориентированного в плоскости двуслойной системы, но монотонно уменьшается в магнитном поле, перпендикулярном слоям.

## Введение

Современный интерес к InAs/GaSb двуслойным системам связан с проблемой двумерного топологического изолятора [1–3]. Объемный спектр с инверсией зон реализуется в такой системе при ширине InAs слоя (носители - электроны) 12 нм и GaSb (дырки) 10 нм [4]. В случае равных концентраций электронов и дырок ожидается открытие гибридных щелей в объемном спектре, так что перенос заряда в нулевом магнитном поле осуществляется крайевыми состояниями. Поскольку такой одномерный краевой транспорт, предполагается, обладает топологической защитой, он является объектом интенсивного экспериментального изучения [4–9]. В частности, в условиях эффекта близости со сверхпроводником, краевые состояния в InAs/GaSb двуслойной системе рассматриваются [10] как подходящий объект для реализации Майорановского фермиона [11].

С другой стороны, хорошо известно, что в двуслойных системах существенную роль играют межслоевые эффекты: например, было показано, что межслоевые кулоновские корреляции ответственны за возникновение состояния квантового эффекта холла при общем факторе заполнения  $\frac{1}{2}$ , в то время как межслоевой транспорт приводит к состояниям с нарушенной симметрией и наклонной антиферромагнитной фазе. В последнее время значительный интерес привлекает коррелированное

состояние межслоевых экситонов [12]. Например, был предсказан четырехчастичный процесс Андреевского рассеяния на границе между двуслойной экситонной системой и сверхпроводником. Таким образом, является достаточно осмысленным провести исследование межслоевых эффектов и для InAs/GaSb двуслойной системы в режиме наведенной (в силу эффекта близости) сверхпроводимости.

## Полученные результаты

В данной работе мы исследовали транспорт заряда через ниобиевый контакт к краю двуслойной электрон-дырочной системы, реализованной в InAs/GaSb двойной квантовой яме. В случае высокопрозрачного интерфейса со сверхпроводником, мы показали, что сопротивление контакта определяется межслоевым переносом заряда вблизи интерфейса. Из анализа экспериментальных вольт-амперных кривых мы заключаем, что наведенная сверхпроводимость эффективно связывает электронный и дырочный слои при малых токах между слоями. Критический ток, при котором эта связь разрывается, демонстрирует периодическую зависимость от магнитного поля, ориентированного в плоскости двуслойной системы, но монотонно уменьшается в магнитном поле, перпендикулярном слоям.

Подробный текст работы доступен по адресу <https://arxiv.org/abs/1610.07792>.

## Литература

1. S. Murakami, N. Nagaosa, S.-C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* 93, 156804 (2004).
2. C.L. Kane, E.J. Mele // *Phys. Rev. Lett.* 95, 146802 (2005).
3. B.A. Bernevig, S.-C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* 96, 106802 (2006).
4. K. Suzuki, Y. Harada, K. Onomitsu, and K. Muraki // *Phys. Rev. B* 87, 235311 (2013).
- 5 C. Liu, T.L. Hughes, X.-L. Qi, K. Wang and S.-C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* 100, 236601 (2008).
6. Knez, R.-R. Du, and G. Sullivan // *Phys. Rev. Lett.* 107, 136603 (2011).
7. Knez, C.T. Rettner, S.-H. Yang, S.S.P. Parkin, L. Du, R.-R. Du and G. Sullivan // *Phys. Rev. Lett.* 112, 026602 (2014).
8. E.M. Spanton, K.C. Nowack, L. Du, G. Sullivan, R.-R. Du and K.A. Moler // *Phys. Rev. Lett.* 113, 026804 (2014).
9. L. Du, I. Knez, G. Sullivan and R.-R. Du // *Phys. Rev. Lett.* 114, 096802 (2015).
10. V.S. Pribiag, A.J.A. Beukman, F. Qu, M.C. Cassidy, Ch. Charpentier, W. Wegscheider and L.P. // Kouwenhoven *Nature Nanotechnology* 10, 593 (2015)
11. For recent reviews, see C.W.J. Beenakker, *Annu // Rev. Con. Mat. Phys.* 4, 113 (2013) and J. Alicea, *Rep. Prog. Phys.* 75, 076501 (2012).
12. J.P. Eisenstein and A.H. MacDonald // *Nature (London)* 432, 691 (2004) and works cited therein.
13. F. Dolcini, D. Rainis, F. Taddei, M. Polini, R. Fazio, and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* 104, 027004 (2010).

# Влияние легирования бором на температурную зависимость дислокационной люминесценции в кремнии

Д.С. Королев<sup>1</sup>, А.Н. Михайлов<sup>1</sup>, А.И. Белов<sup>1</sup>, А.А. Никольская<sup>1</sup>, А.Н. Терещенко<sup>1,2</sup>, Э.А. Штейнман<sup>2</sup>, Д.И. Тетельбаум<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

\* tetelbaum@phys.unn.ru

Изучена температурная зависимость дислокационной люминесценции (линия D1), полученной в образцах кремния КЭФ-4,5 (100) путем имплантации Si<sup>+</sup>, от условий дополнительного легирования бором. Результаты обсуждаются с точки зрения влияния имплантированного бора на изменение концентрации люминесцентных центров.

## Введение

В настоящее время ведется активный поиск светоизлучающих материалов, которые были бы совместимы с кремниевой технологией. В силу непрямозонности энергетической структуры, массивный кремний не может быть использован в качестве источника излучения света. Наряду с хорошо известными методами придания кремнию светоизлучающих свойств, такими как создание нановключений кремния, синтез фаз SiGe, внедрение ионов эрбия, одним из наиболее эффективных решений является формирование центров дислокационной люминесценции (ДЛ) в кремнии, спектральное положение полосы D1 которой находится в области 1,5 мкм, соответствующей окну прозрачности кварцевых световодов. Создание центров ДЛ методом ионной имплантации с последующим высокотемпературным отжигом обладает целым рядом преимуществ (по сравнению с широко используемыми методами создания центров ДЛ путем пластической деформации), таких как технологичность, воспроизводимость и возможность контролируемого легирования с целью изменения дефектно-примесного состава. Однако, сильное температурное гашение интенсивности полосы D1 ограничивает практическое применение ДЛ.

Ранее [1] нами было исследовано влияние дополнительного легирования бором на ДЛ (полоса D1) при 77 К для образцов, в которых дислокации формировались путем имплантации ионов кремния с энергией 100 кэВ и отжига в окислительной хлорсодержащей атмосфере. Было установлено, что имплантация бора с последующим отжигом при 800 °С приводит к усилению ДЛ по сравнению с

образцами, в которые имплантация бора не проводилась, но которые подвергались такому же дополнительному отжигу. При этом возрастание интенсивности ДЛ оказалось зависящим от дозы ионов бора. Предполагалось, что влияние бора обусловлено изменением состава дефектно-примесной атмосферы дислокации, ответственной за наблюдаемую ДЛ [2]. С целью уточнения механизма влияния примеси представляется важным исследование температурной зависимости интенсивности полосы D1 в широком диапазоне температур.

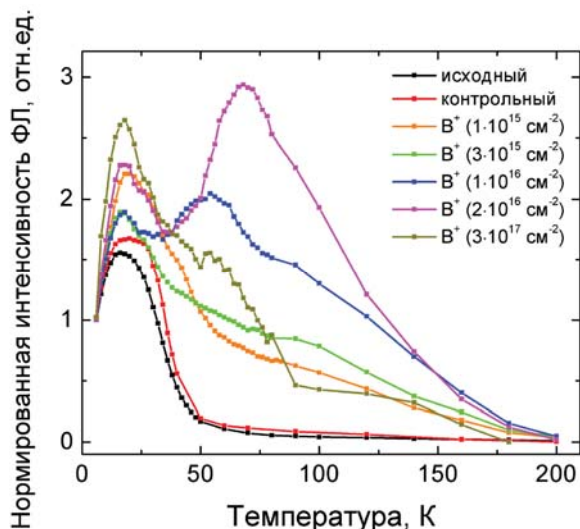
В данной работе температурная зависимость ДЛ (полоса D1) изучена в диапазоне температур 6–200 К для образцов кремния КЭФ-4,5 (100), в котором, как и в [1,2], центры ДЛ были созданы путем имплантации Si<sup>+</sup>, при разных дозах имплантированного бора.

## Методика эксперимента

Облучение образцов кремния ионами Si<sup>+</sup> с энергией 100 кэВ и дозой  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  при плотности ионного тока  $\leq 3 \text{ мкА/см}^2$  проводилось на установке ИЛУ-200. Последующий отжиг проводился в хлорсодержащей атмосфере при 1100 °С (1 ч). Затем образцы были облучены ионами бора с энергией 50 кэВ с дозами в интервале  $1 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  и отожжены при температуре 800 °С в течение 30 мин в атмосфере азота. Измерения ДЛ проводились в диапазоне температур 6–200 К по стандартной фазочувствительной методике с охлаждаемым германиевым фотоспротивлением в качестве детектора. Для возбуждения ДЛ использовался полупроводниковый лазер ( $\lambda = 920 \text{ нм}$ ).

## Результаты и обсуждение

Изучение ДЛ дополнительно имплантированных бором образцов в диапазоне 6-200 К показало существенно различное поведение для образцов, облученных различными дозами бора (рис. 1).



**Рис. 1.** Зависимость максимальной интенсивности полосы D1 ДЛ от температуры (нормирована на интенсивность при 6 К) для образцов кремния со сформированными центрами ДЛ, облученных ионами бора с различными дозами и отожженных при 800 °С. Для сравнения приведены зависимости для образца без облучения  $B^+$  и отжига («исходный») и образца без облучения, но после отжига при 800 °С («контрольный»).

Видно, что в отсутствие легирования бором интенсивность ДЛ значительно снижается уже при температурах до 50 К. Имплантация бора с малыми дозами также не приводит к изменению температурной зависимости. Однако, при дозах бора  $1 \cdot 10^{16}$  –  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , кроме наблюдаемого для всех образцов низкотемпературного пика, относящегося к особенностям дислокационной структуры в кремнии с высокой плотностью дислокаций [3], присутствует максимум при температурах 60-70 К. Наибольшей интенсивности высокотемпературная часть ДЛ достигает при дозе имплантированного бора  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , а затем снижается с дальнейшим увеличением дозы.

Изменение интенсивности «высокотемпературной» ДЛ (полосы D1) можно объяснить следующим. Если в качестве центров, ответственных за полосу D1 ДЛ, рассмотреть точечные дефекты, которые находятся в атмосферах дислокаций [4], то дополнительное легирование бором может приводить к изменению дефектно-примесного состава вблизи дислокаций.

Это может изменять местоположение указанных центров по отношению к ядру дислокаций, а также изменять механические напряжения в области дислокации. В случае низкой дозы имплантированного бора существенной трансформации дефектной области не происходит. В случае, когда наблюдается усиление высокотемпературной ДЛ, происходит эффективное легирование областей вблизи дислокаций. Механизм усиления ДЛ еще предстоит выяснить. Когда дозы бора превышает оптимальную, происходит необратимая трансформация структуры приповерхностного слоя кремниевого кристалла с полной перестройкой дислокационной системы, при которой возникают центры безызлучательной рекомбинации, что приводит к гашению полосы D1 ДЛ.

Полученные результаты позволяют прогнозировать улучшение люминесцентных свойств введенных имплантацией дислокаций при последующем ионном легировании бором в случае оптимизации условий отжига (когда будет сведено к минимуму влияние загрязнения образца во время термообработки). Такая цель может быть достигнута выбором среды отжига, геттерированием неконтролируемых примесей, либо использованием защитных оксидных слоев при отжиге. Предварительные эксперименты показали, что интенсивность ДЛ может быть существенно повышена путем использования геттерирования при отжиге.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания (№ 16.2737.2017/ПЧ), а также частично в рамках РФФИ (17-02-01070).*

## Литература

1. А.Н. Михайлов и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 48, 212 (2014).
2. D.I. Tetelbaum et al. // Phys. Stat. Sol. C, V. 12, 84 (2015).
3. E.A. Steinman et al. // Solid State Phenomena, V. 156-158, 555 (2010).
4. Н.А. Соболев // ФТП, Т. 44, 3 (2010).

# Характеризация наноразмерных порошков кремния, полученных термическим разложением силана

Т.В. Котерева<sup>1,\*</sup>, В.А. Гавва<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт Химии Высококачественных веществ им. Г.Г. Девятовых РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603951.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

\*kotereva@ihps.nnovl.ru

Изучены порошки кремния, полученные термическим разложением силана с размером частиц 10 - 25 нм. Примесный состав и структура порошков исследованы методами элементного анализа, ИК- и КР-спектроскопии. Обнаружена интенсивная люминесценция с максимумом в области 700 нм, свидетельствующая об увеличении ширины запрещенной зоны нанокремния на 0,7 - 0,9 eV относительно монокристаллического кремния.

Наноразмерные порошки кремния привлекают внимание как объект фундаментальных исследований влияния дисперсности на свойства полупроводников. В прикладном плане, они перспективны для использования в фотонике, биологии, медицине. Разработаны различные способы получения наноразмерных порошков кремния, основанные на испарении веществ с последующей конденсацией, плазмохимическом осаждении, лазерной абляции, газофазном синтезе и др. [1]. Наиболее чистые и монодисперсные наноразмерные порошки кремния получают разложением моносилана в адиабатическом процессе [2]. Мелкодисперсный порошок кремния образуется как побочный продукт реакции пиролиза моносилана при получении поликристаллического кремния. Представляет интерес изучение его свойств.

## Результаты и обсуждение

Цель работы — характеристика по дисперсности и примесному составу наноразмерного порошка кремния, образующегося в процессе получения поликристаллического кремния по силановой технологии. Исследовались порошки кремния с природным изотопным составом и моноизотопного кремния – <sup>28</sup>Si (99,99 %).

Изображения, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии, показали, что полученные порошки кремния состоят из сферических частиц размером 10 - 25 нм. Методом рентгенофлюоресцентного анализа показано, что порошки содержат от 3 до 20 % кислорода в зависимости

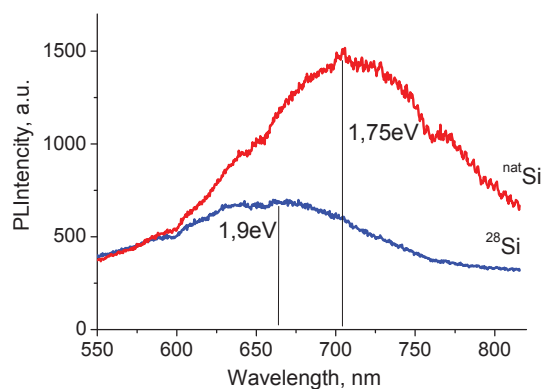
от времени их хранения. Примесный состав порошков исследован методом лазерной масс-спектрометрии.

Изучение спектров КР порошков показало, что в основном частицы присутствуют в виде нанокристаллов. Об этом свидетельствует положение максимума КР на оптических фонах, локализованных в нанокристаллах при 500 см<sup>-1</sup> и его длинноволновый сдвиг на ~ 20 см<sup>-1</sup> в «красную область» относительно полосы КР объемного образца кремния. Уширение полосы КР до 19 см<sup>-1</sup> в порошках <sup>nat</sup>Si и <sup>28</sup>Si может быть связано с распределением частиц по размерам и присутствием аморфной структуры. Теоретические оценки размеров нанокристаллов по положению пика КР дают значение среднего диаметра нанокристаллов ~ 3 нм.

ИК-спектроскопическое исследование мелкодисперсных порошков кремния показало, что в спектрах присутствуют полосы поглощения характерные для связей Si-H<sub>4</sub> при 2250 – 2100 см<sup>-1</sup> и 960 см<sup>-1</sup>, Si-OH при 3300 и 1600 см<sup>-1</sup>, Si-O-Si Si-O и SiO<sub>2</sub> в области 1100, 860 и 520 см<sup>-1</sup> соответственно. Сопоставление спектров КР и ИК-поглощения порошков <sup>nat</sup>Si и <sup>28</sup>Si пока не позволяет сделать однозначного заключения о проявлении в них изотопного сдвига, так как его сложно выделить на фоне эффектов, связанных с размерностью.

На рис. 1 представлены спектры фотолюминесценции нанопорошков кремния. При накачке лазерным излучением с длиной волны 473 нм в спектрах наблюдается широкая полоса фотолюминесценции

в диапазоне 550 – 850 нм. Влияние квантоворазмерного эффекта приводит к увеличению ширины запрещенной зоны нанокремния на  $\sim 0,7 - 0,9$  eV относительно монокристаллического кремния с оптической шириной запрещенной зоны 1,09 eV.



**Рис. 1.** Спектр фотолюминесценции нанопорошков кремния, 1 -  $^{nat}\text{Si}$  и 2 -  $^{28}\text{Si}$ .  $T = 293$  K, мощность накачки 0,5 мВт, время экспозиции 10 сек.

## Заклучение

Люминесцентные свойства нанопорошка кремния открывают перспективы его использования как материала для создания оптических сенсоров, фотосенсибилизаторов, которые могут быть использованы в медицине и биологии в качестве оптических меток при диагностике заболеваний.

Сопоставление спектров КР и ИК – поглощения, спектров ФЛ нанопорошков  $^{nat}\text{Si}$  и  $^{28}\text{Si}$  пока не позволяет сделать однозначного заключения о проявлении в них изотопного сдвига, так как его сложно выделить на фоне эффектов, связанных с влиянием размерного фактора на спектры порошков.

## Литература

1. Л.А. Асланов, Г.В. Фетисов, А.А. Ищенко Нанокремний: свойства, получение, применение, методы исследования и контроля. М.: Физматлит, 646 с. (2011).
2. Г.А. Поздняков, А.И. Сапрыкин, В.Н. Яковлев // ДАН, Т. 456, №1, с. 1, (2014).



# Конверсия поляризации света при отражении от структуры с квантовой ямой

Л.В. Котова<sup>1,2</sup>, А.В. Платонов<sup>1</sup>, В.П. Кочерешко<sup>1</sup>, С.В. Сорокин<sup>1</sup>, С.В. Иванов<sup>1</sup>, Л.Е. Голуб<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург.

<sup>2</sup> Университет ИТМО, С.-Петербург.

\*kotlubov@gmail.com

Экспериментально обнаружена оптическая активность квантовых ям, проявляющаяся в конверсии поляризации света при отражении. Оптическая активность наиболее ярко проявляется вблизи резонанса легкого экситона. Установлено, что конверсия поляризации обусловлена спин-орбитальным расщеплением состояний легкой дырки и двулучепреломлением структуры.

## Введение

Изучение поляризационных эффектов, как в объемных материалах, так и в гетероструктурах, позволяет делать выводы о фундаментальных свойствах исследуемых систем. Одним из таких явлений является оптическая активность – способность материалов менять состояние поляризации света в отсутствие магнитного поля. Оптически активными являются только среды определенной симметрии – гиротропные системы.

Оптическая активность квантовых ям (КЯ) может наблюдаться по конверсии поляризации отраженного света. В частности, при падении s-поляризованного света отраженный свет имеет р-компоненту. Наиболее ярко оптическая активность проявляет себя вблизи экситонных резонансов.

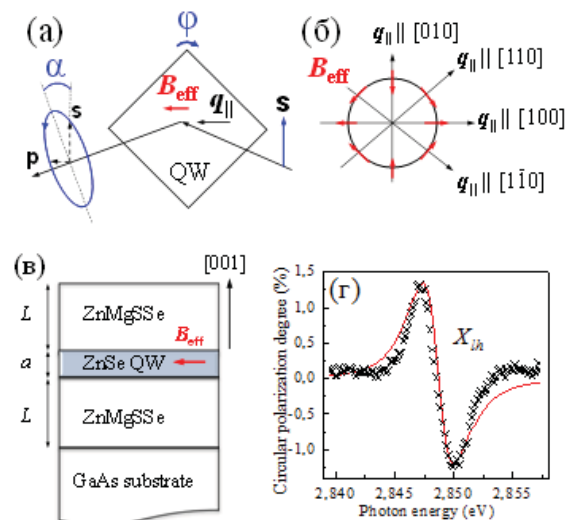
## Методика эксперимента

Обычная методика исследования оптической активности состоит в установлении вращения плоскости поляризации в пропускании. Однако, из-за малого коэффициента пропускания подложки в структурах с КЯ, следует изучать конверсию в отражении. Исследование отражения позволяет установить явление оптической активности в данной геометрии эксперимента (см. рис. 1а). При наклонном падении s-поляризованного света на структуру с КЯ, отраженный свет приобретает эллиптичность.

## Результаты и обсуждение

В работе изучено отражение света от структур с одиночными квантовыми ямами вблизи экситонных резонансов. Обнаружено, что состояние поляризации отраженного света контролируется направлением распространения падающего луча. В

частности, при возбуждении чисто s- или р-поляризованным светом отраженный свет эллиптически поляризован, а степень круговой поляризации имеет резонансную спектральную зависимость вблизи частоты легкого экситона  $X_{lh}$ , (см. рис. 1г).



**Рис. 1.** а) Геометрия эксперимента для регистрации оптической активности. Эффективное магнитное поле  $B_{eff}$  линейно по волновому вектору света, как результат – эллиптическая поляризация отраженной волны. б) Направление  $B_{eff}$ , вызванного объемной инверсионной асимметрией (BIA), при различной ориентации волнового вектора света. в) Структура исследуемого образца: ширина барьеров  $L=100\text{nm}$  и КЯ  $a=10\text{ nm}$ . г) Спектр степени круговой поляризации  $P_{circ}$  отраженного света в области экситонного резонанса при падении s-поляризованного света под углом  $35^\circ$ .

Установлено, что конверсия поляризации обусловлена спин-орбитальным расщеплением состояний легкой дырки и двулучепреломлением структуры. Спин-орбитальное расщепление, вызванное объемной инверсионной асимметрией (BIA), проявляется

в виде эффективного магнитного поля, которое приводит к изменению поляризации света аналогично реальному полю в магнитооптическом эффекте Керра. Эффективное магнитное поле линейно по компонентам волнового вектора света в плоскости ямы  $q_{||}$ , что приводит к чувствительности поляризации отражённого света к направлению падения (см. рисунок 1б). Зависимость поляризации отраженного света от волнового вектора является демонстрацией оптической активности квантовых ям [1].

## Заключение

Мы исследовали зависимости параметров Стокса отражённой волны от частоты и направления падения. Развитая теория позволяет описать полученные зависимости и определить величину спин-орбитального расщепления. Симметричный анализ показывает, что для наблюдения оптической активности необходимо взаимодействие с нормальной компонентой электрического поля волны. Поэтому конверсия поляризации максимальна на легком экситоне, который имеет дипольный момент вдоль оси роста, в отличие от экситона с тяжелой дыркой. В то же время, легкий экситон обладает и попереч-

ными компонентами поляризации, при смешивании которых с продольной компонентой и возникает обсуждаемый эффект. Измерения проводились на структуре с квантовой ямой ZnSe/ZnMgSSe (см. рисунок 1в), где велики энергия связи и сила осциллятора легкого экситона в отражении. Проанализированы зависимости эффекта конверсии поляризации от угла падения и взаимной ориентации плоскости падения и кристаллографических осей, полученные анализом поляризации отраженной волны при наклонном падении s-поляризованного света, см. Рисунок. Установлено, что для квантовой ямы шириной 10 nm параметр ВИА-расщепления легкой дырки составляет 0.14 eV Å. Это значение почти на порядок превосходит электронную постоянную ВИА-расщепления в тех же ямах, что находится в согласии с теоретическими работами, предсказывающими возрастание спинового расщепления легкой дырки в ямах исследованной ширины.

## 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 **94**, 165309 (2016).

# Два типа изолированных (квантовых) излучателей связанных с протяженными дефектами в кристаллах CdZnTe содержащих микродвойники

В.С. Кривобок, С.И. Ченцов, С.Н. Николаев, А.А. Пручкина, Е.Е. Онищенко, В.С. Багаев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-кт, д.53, Москва, 119991.

\* krivobok@lebedev.ru

Нелегированный монокристалл  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  ( $x \sim 0.05$ ), содержащий микродвойник, исследован с помощью разрешенных по поляризации измерений спектров низкотемпературной (5K) микрофотолюминесценции. Показана однородность состава твердого раствора CdZnTe вблизи двойника и интерпретированы линии примесно-дефектного излучения. Обнаружены и исследованы два вида изолированных (квантовых) излучателей, связываемых нами с протяженными дефектами в кристаллах CdZnTe.

## Введение

В современной литературе активно обсуждается природа ряда дефектов, влияющих на оптические и электрофизические свойства теллурида кадмия (CdTe), теллурида цинка (ZnTe) и твердых растворов на их основе (CdZnTe). Данные материалы активно применяются, в частности, для создания солнечных элементов, детекторов ионизирующего излучения и используются в качестве подложек для роста CdHgTe. В данной работе на основе измерений низкотемпературной (5 K) микрофотолюминесценции (МФЛ), разрешенной по поляризации, исследованы изолированные квантовые излучатели, связанные с протяженными дефектами, в монокристалле CdZnTe.

## Описание эксперимента и образца

Схему эксперимента иллюстрируют рис. 1А, В. Пластина  $(1\ 1\ -1)$ , вырезанная из монокристалла  $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$ , содержащего микродвойник, ограниченный двумя плоскостями  $(1\ 1\ 1)$ , помещалась в гелиевый криостат.

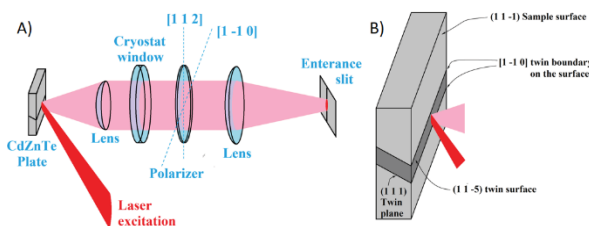


Рис. 1. А) Схема установки. В). Схема образца

Область выхода микродвойника на поверхность шириной приблизительно 200 мкм равномерно возбуждалась непрерывным лазером ( $\lambda=472$  нм). Из-

лучение МФЛ собиралось микрообъективом, расположенным в криостате, и после прохождения пленочного поляризатора фокусировалось на входную щель решеточного монохроматора, оснащенного многоканальной ПЗС матрицей. Представленная на рис. 1А схема позволяла получать на ПЗС приемнике разрешенные по поляризации двумерные картины сигнала МФЛ (далее карты сигнала МФЛ), ось ординат у которых соответствует пространственной координате вдоль направления  $[1\ 1\ 2]$ , а ось абсцисс – длине волны рекомбинационного излучения. Пространственное разрешение метода составляло 1–2 мкм при спектральном разрешении не хуже 0.1 мэВ.

## Полученные результаты

На рис. 2 представлен пример спектра МФЛ, записанный из области  $\sim 1 \times 1$  мкм, а на рис. 3 приведены примеры определения степени линейной поляризации и при ее наличии, плоскости, которая соответствует поляризации основной части излучения. В исследованных образцах дно экситонной зоны располагалось в районе 1.622 эВ ( $\sim 764$  нм). В области 1.51–1.46 эВ наблюдалось структурированное дислокационное излучение, имеющее заметную степень поляризации (0.5–0.9) в плоскости  $(1\ -1\ 0)$ . На основе литературных данных это излучение может быть приписано полным и/или частичным дислокациям, распространяющимся в направлении  $[1\ 1\ 0]$ . Помимо структурированного фона, в области дислокационного излучения были обнаружены узкие пики полушириной  $\sim 0.3$  мэВ и менее, связь которых с решеткой CdZnTe подтверждалась наличием соответствующих фоновых повторений,

см. например длинноволновую часть спектра на рис. 2. Пространственный размер соответствующих излучателей на картах сигнала МФЛ определялся пространственным разрешением установки. Степень поляризации, плоскость поляризации и величина фактора Хуанга-Рис для данных излучателей соответствовали обычному дислокационному излучению [1].

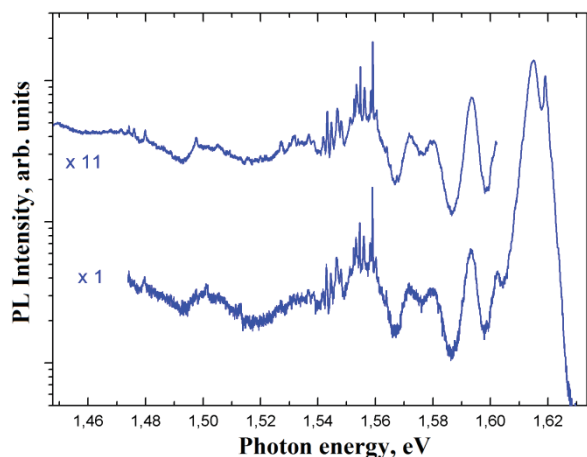


Рис. 2. Пример спектров МФЛ CdZnTe из области размером  $\sim 1 \times 1$  мкм

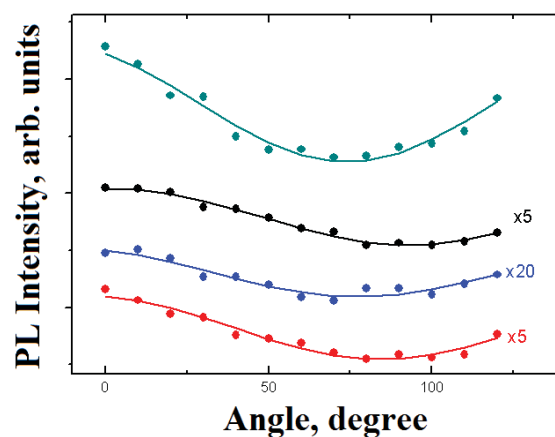


Рис. 3. Примеры определения степени линейной поляризации и плоскости поляризации основной части излучения.

Таким образом, были экспериментально обнаружены изолированные (квантовые) излучатели, сформированные ядром дислокаций, распространяющихся вдоль  $[1\ 1\ 0]$ . Неожиданной особенностью значительной части излучателей этого типа оказалось очень малая (иногда находящаяся за пределами разрешения) величина спектрального джиттера линии излучения.

Примеры излучателей (изолированные контрастные области малого размера) иллюстрирует карта степени поляризации на рис. 4. Помимо люминесцентных центров, свойства которых соответствуют представлениям о полных и/или частичных дислокациях в CdZnTe, в спектральном диапазоне 790–810 нм на рис. 4 видны точечные излучатели другого типа. С одной стороны, данные излучатели обладают признаками, характерными для протяженных дефектов, такими как малая величина фактора Хуанга-Рис, заметная степень поляризации, «кластеризация» в локальных областях микронного размера. С другой стороны, коротковолновое спектральное положение, не характерное для обычного дислокационного излучения, и отсутствие общей плоскости поляризации исключает их связь с описанным выше дислокационным излучением. Кроме того, для данных излучателей плоскость поляризации зависит от глубины залегания электронного уровня — в пределах одного кластера при переходе от коротковолновых излучателей к длинноволновой плоскости поляризации постепенно разворачивается и в пределе переходит в  $(1\ -1\ 0)$ . Т. е. наблюдается переход к картине характерной для обычных дислокаций по мере увеличения глубины залегания уровня. Мы предварительно связываем излучатели второго типа с дефектами упаковки, возникающими при диссоциации полных дислокаций.

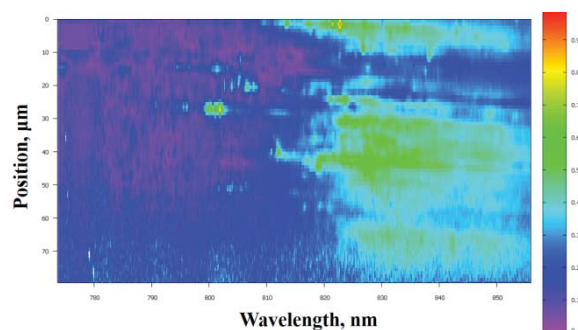


Рис. 4. Пример определения степени линейной поляризации излучения, из области размером  $1 \times 100$  мкм, в спектральном диапазоне соответствующем дислокационной люминесценции

## Литература

1. M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Cywinski et al. // Journal of Applied Physics V. 97, 013519 (2005).

# Квантовые точки InAs/InP: спектроскопия возбуждения фотолюминесценции и люминесценция одиночных точек

К.Е. Кудрявцев<sup>1,2,\*</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>, Е. Semenova<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Ггарарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>3</sup> Technical University of Denmark, Anker Engelunds Vej 1, 101A, 2800 Kgs. Lyngby.

\*e-mail: konstantin@ipmras.ru

В работе исследованы оптические свойства светоизлучающих структур с квантовыми точками (КТ) InAs в матрице InP. На основании измеренных спектров возбуждения фотолюминесценции установлена энергетическая структура точки, определены энергии возбужденных состояний в КТ, оценено влияние флуктуаций размера и состава КТ на величины энергий межподзонных переходов в КТ. Данные спектроскопии возбуждения массива КТ сопоставлены с данными микро-фотолюминесценции для одиночной квантовой точки.

## Введение

Полупроводниковые A3B5 гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) представляют интерес, в частности, как основа для реализации лазеров ближнего инфракрасного диапазона. На настоящий момент весьма хорошо исследованы светоизлучающие структуры с КТ InGaAs и InAs в матрице GaAs, позволяющие получить лазерную генерацию в диапазоне 1.2-1.3 мкм, в том числе и для лазерных структур, выращиваемых на кремниевых подложках [1, 2]. Излучение же с большей длиной волны, в диапазоне 1.5-1.6 мкм, можно получить при встраивании КТ InAs в матрицу InP. Это объясняет практический интерес к исследованиям подобных структур, значительно менее изученных на настоящий момент, чем InAs/GaAs.

Одной из проблем системы InAs/InP является значительная неоднородность получаемого массива КТ. Это, в частности, сдерживает продвижение к более эффективным лазерным структурам на основе InAs/InP. Сильное неоднородное уширение спектральных линий маскирует излучательные свойства индивидуальных КТ и затрудняет диагностику получаемых образцов. Проблемы интерпретации данных спектроскопических исследований создают сложности в моделировании энергетической структуры квантовых точек InAs/InP. В предлагаемом докладе представлены экспериментальные данные относительно энергетической структуры КТ InAs/InP, полученные методом спектроскопии возбуждения фотолюминесценции (ФЛ), а также методом микро-ФЛ.

## Исследуемые образцы и методика эксперимента

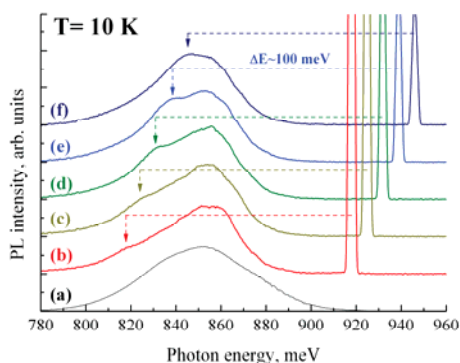
Исследуемые структуры были выращены в Denmark Technical University, Department of Photonics Engineering. На подготовленную подложку InP (001) осаждался InAs в количестве, эквивалентном 1.65 монослоя; далее структура зарастивалась 10 нм слоем InP. Данные сканирующей электронной микроскопии и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) показали, что поверхностная плотность КТ составила  $\sim 5.4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , их латеральный размер порядка 13-18 нм, а высота  $\sim 2.7$  нм. Доля [As] в составе КТ составила  $\sim 94\%$ .

В качестве источника возбуждающего излучения при исследовании ФЛ использовалась лампа накаливания. Для выбора необходимой длины волны излучения накачки использовался двойной монохроматор Solar M833. Исследуемый образец располагался в гелиевом криостате замкнутого цикла. Сигнал ФЛ анализировался с помощью Фурье-спектрометра Bruker IFS125, оснащенного германиевым фотоприемником.

Для исследований по методике микро-ФЛ с помощью электронной литографии формировались межа-структуры диаметром 70-250 нм, содержащие каждая малое число точек. Это необходимо, поскольку в случае непроцессированного образца высокая поверхностная плотность КТ InAs не позволяет выделить сигнал ФЛ отдельных точек в минимально достижимом пятне возбуждения (диаметром  $\sim 3$  мкм).

## Результаты и обсуждение

Серия спектров ФЛ исследуемого образца в зависимости от длины волны возбуждения приведена на рис. 1. Спектр (а) соответствует межзонной накачке; спектры (b)-(f) соответствуют подзонной накачке, при этом линии, видимые на спектрах в диапазоне 920-950 мэВ, соответствуют рассеянному излучению накачки.



**Рис. 1.** Спектры ФЛ исследуемого образца при межзонном (а) и подзонном (b)-(f) возбуждении.

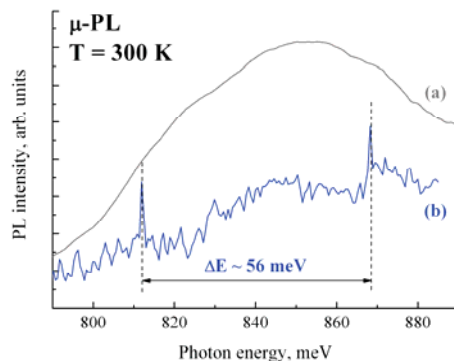
Необходимо обратить внимание на следующие обстоятельства. Во-первых, при подзонной накачке в полосе излучения КТ ( $h\nu=800-900$  мэВ) отчетливо видны резонансные особенности, спектральное положение которых отслеживает изменение длины волны возбуждения. Возникновение таких особенностей логично связать с резонансным возбуждением люминесценции КТ через возбужденные состояния в КТ. Сканирование по длине волны накачки позволяет выявить три серии возбужденных переходов:  $E_1=E_0+48$  мэВ,  $E_2=E_0+100$  мэВ,  $E_3=E_0+160$  мэВ. При этом моделирование с использованием  $k\cdot p$  метода на основании данных ПЭМ высокого разрешения (проведено в группе DTU, E. Semenova et al.) дает следующие значения: 73 мэВ, 119 мэВ и 180 мэВ, соответственно. Расхождение данных расчета и эксперимента носит систематический характер и означает необходимость уточнения расчетных параметров.

Во-вторых, вид спектров ФЛ в условиях межзонного и подзонного возбуждения сходен. Величина «резонансной» части люминесцентного отклика составляет лишь единицы процентов от интегральной интенсивности ФЛ. Это свидетельствует о наличии эффективного механизма передачи энергии по массиву КТ. С учетом высокой поверхностной плотности точек и того обстоятельства, что

относительная величина «резонансного» отклика практически не меняется при увеличении температуры в диапазоне  $T=10-300$  К, в качестве наиболее вероятного механизма обмена можно признать туннелирование носителей заряда между соседними точками.

Наконец, спектральная ширина «резонансного» отклика значительно превышает ширину линии возбуждающего излучения. Приведенные спектры позволяют оценить «размытие» (за счет флуктуаций состава и размеров точек) энергии возбужденного состояния для подмассива КТ, обладающего одной и той же энергией основного перехода, на уровне 15 мэВ.

Для подтверждения данных спектроскопии возбуждения ФЛ были проведены измерения по методике микро-ФЛ. Спектры микро-ФЛ меза-структур диаметром 1 мкм и 100 нм приведены на рис. 2. Для большой мезы не удается выделить сигнал от отдельных точек. В малой же мезе на фоне широкополосного сигнала от травленной поверхности InP наблюдаются две линии, которые могут быть сопоставлены основному и возбужденным переходам в КТ InAs.



**Рис. 2.** Спектры микро-ФЛ меза-структур диаметром 1 мкм (а) и 100 нм (b).

*Авторы выражают благодарность коллективу DTU Photonics за изготовление исследуемых образцов. Работа выполнена с использованием оборудования УСУ «Фемтоспектр» (ИФМ РАН).*

## Литература

1. J. Wang, X. Ren, C. Deng et al. // J. Lightwave Tech., V. 33, 3163 (2015).
2. S. Chen, W. Li, J. Wu et al. // Nature photonics, V. 10, 307 (2016).

# Брэгговская сверхрешётка в осаждённом из газовой фазы алмазе

В.А. Кукушкин<sup>1,\*</sup>, М.А. Лобаев<sup>1</sup>, Д.Б. Радищев<sup>1</sup>, С.А. Богданов<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>2</sup>, В.А. Исаев<sup>1</sup>, А.Л. Вихарев<sup>1</sup>, А.М. Горбачёв<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

\*vakuk@appl.sci-nnov.ru

В процессе осаждения алмаза из газовой фазы методом модулированного допирования бором создана брэгговская сверхрешётка. Измеренная зависимость коэффициента прохождения излучения (по мощности) через такую сверхрешётку от его вакуумной длины волны в диапазоне 313 – 916 нм при нормальном падении имеет характерную осциллирующую форму с наиболее глубоким резонансным минимумом при 409 нм (соответствующим условию равенства толщин допированных и недопированных слоёв четвертям длин волн излучения в них), разница между ним и ближайшим резонансным максимумом при 437 нм достигает 0.1. Форма данной зависимости хорошо согласуется с результатами расчёта, выполненного с помощью метода матриц переноса излучения на основе данных о параметрах сверхрешётки, полученных методом вторичной ионной масс-спектрометрии.

Создание высокоотражающих слоёв осаждённого из газовой фазы (CVD) алмаза является важной задачей алмазной фотоники. Такие слои могут использоваться, например, для повышения избирательности фотовозбуждения NV-, SiV- и Ni-центров окраски в CVD алмазе и организации за счёт волноводного эффекта радиационной связи между ними с целью использования их фотолуминесценции для квантовых вычислений и памяти, высокочувствительных измерений с высоким пространственным разрешением, визуализации биологических тканей и решения других важных фундаментальных и прикладных проблем [1].

На современном уровне CVD алмазной технологии создание таких слоёв традиционным способом (т.е. путём выращивания брэгговской сверхрешётки, состоящей из чередующихся слоёв CVD алмаза и иного материала) невозможно, т.к. отсутствует вещество с такой же постоянной кристаллической решётки, как алмаз, но имеющее другой показатель преломления, а применение несогласованных по постоянной решётки материалов (например, иридия) связано с образованием рассеивающих излучение дефектов на их границе с CVD алмазом и поглощением излучения в этих материалах. Использование чередующихся слоёв из изотопов <sup>12</sup>C и <sup>13</sup>C также малоперспективно, поскольку разница их показателей преломления очень мала (порядка 10<sup>-3</sup>), вследствие чего для создания брэгговского зеркала необходимо вырастить очень большое число (несколько тысяч) таких слоёв с точно повторяющимися параметрами, что сейчас технологически практически невозможно.

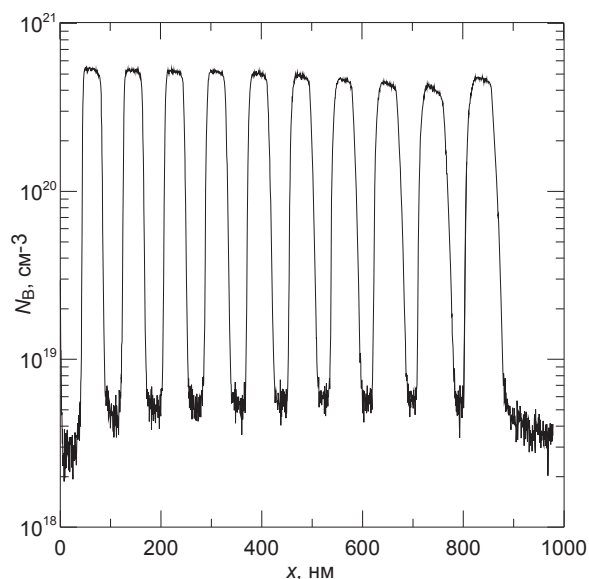


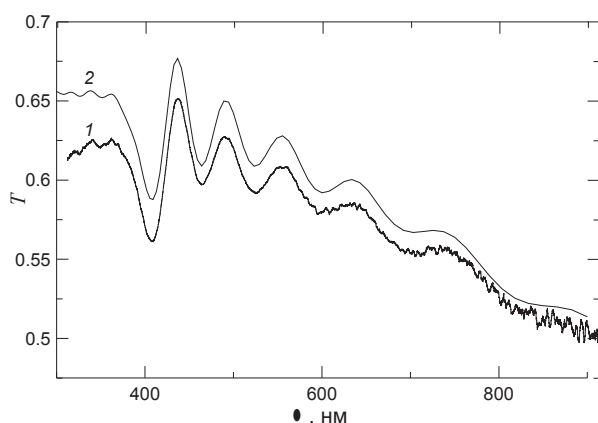
Рис. 1. Зависимость концентрации атомов бора  $N_B$  в CVD алмазной плёнке от глубины  $x$  по данным вторичной ионной масс-спектрометрии.

Поэтому на сегодняшний день единственным реальным способом создания высокоотражающей брэгговской сверхрешётки на CVD алмазе представляется его модулированное допирование, т.е. выращивание последовательности допированных и недопированных CVD алмазных слоёв. Происходящие под действием внешнего электромагнитного поля осцилляции свободных носителей заряда в допированных слоях обуславливают отличие их диэлектрической проницаемости от диэлектрической проницаемости недопированных слоёв. В результате диэлектрическая проницаемость периодически модулируется в пространстве.

При определённых длинах волн, удовлетворяющих условию Брэгга, излучение эффективно отражается от такой сверхрешётки даже в случае малой разницы диэлектрических проницаемостей допированных и недопированных слоёв, если их число достаточно велико. Данный эффект обусловлен конструктивной интерференцией волн, отражённых от последовательных границ этих слоёв.

## Результаты и обсуждение

В ИПФ РАН на оригинальном реакторе [2] создана брэгговская сверхрешётка на CVD алмазе, модулированно допированном бором (рис. 1).



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента прохождения излучения  $T$  (по мощности) через брэгговскую сверхрешётку от его вакуумной длины волны  $\lambda$  при нормальном падении, 1 – эксперимент, 2 – теория.

Зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\text{доп}}$  высокодопированных слоёв от частоты излучения  $\omega$  моделировалась формулой

$$\epsilon_{\text{доп}} = \epsilon_{\text{undop}} + \frac{i\omega_p^2}{\omega(\nu - i\omega)},$$

где  $\epsilon_{\text{undop}} \approx 5.7$  – слабо зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость низкодопированных слоёв,  $\omega_p \equiv \sqrt{4\pi e^2 p/m} \approx 10400 \cdot 2\pi$  рад/с – плазменная частота,  $c$  – скорость света в вакууме,  $e$  – элементарный заряд,  $p$  – концентрация свободных дырок в высокодопированных слоях,  $m$  – их эффективная масса,  $\nu \approx 4200 \cdot 2\pi$  рад/с – их эффективная частота столкновений с атомами бора и другими примесями, фононами и дефектами кристаллической решётки.

Согласно расчётам при комнатной температуре концентрация свободных дырок в высокодопированных слоях такой сверхрешётки порядка  $4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и примерно в  $10^4$  раз выше, чем в низкодопированных слоях.

В результате за счёт плазменного эффекта действительная часть показателя преломления высокодопированных слоёв в фиолетовой части спектра видимого излучения оказывается примерно на 2 % меньше, чем действительная часть показателя преломления низкодопированных слоёв.

Измерена зависимость коэффициента прохождения излучения  $T$  (по мощности) через такую сверхрешётку от его вакуумной длины волны  $\lambda$  при нормальном падении (кривая 1 на рис. 2). Она имеет осциллирующую брэгговскую форму с наиболее глубоким резонансным минимумом при 409 нм (соответствующим условием равенства толщин допированных и недопированных слоёв четвертям длин волн излучения в них), разница между ним и ближайшим резонансным максимумом при 437 нм достигает 0.1. Форма данной зависимости согласуется с результатами расчёта (кривая 2 на рис. 2), выполненного с помощью метода матриц переноса. Положение теоретической кривой 2 немного выше экспериментальной кривой 1 объясняется не учтённым при моделировании поглощением излучения на поверхности алмазного образца.

Была измерена также зависимость  $T$  от  $\lambda$  при наклонном падении света на сверхрешётку и зарегистрированы сдвиги его резонансных осцилляций в коротковолновую сторону в соответствии с известной формулой Брэгга.

*Авторы выражают благодарность П.А. Юнину за обработку данных, полученных методом вторичной ионной масс-спектрометрии. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-19-00163).*

## Литература

1. C. Bradac, T. Gaebel, and J.R. Rabeau, Nitrogen-Vacancy Color Centers in Diamond: Properties, Synthesis, and Applications, in: R.P. Mildren, J.R. Rabeau (Eds.), Optical Engineering of Diamond, Wiley-VCH Verlag & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2013, p. 143.
2. A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev et al. // Phys. Status Solidi RRL, V. 10, 324 (2016).



# Эпитаксиальный рост и свойства пленок трехмерных топологических изоляторов $\text{Bi}_2(\text{Se}, \text{Te})_3$

А.Ю. Кунцевич<sup>1,2,\*</sup>, Ю.Г. Селиванов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва, 119991.

<sup>2</sup> НИУ Высшая школа экономики, Москва, ул. Мясницкая, 18, 101000

\*alexkun@lebedev.ru

В докладе будет дан обзор современного состояния и перспектив развития технологии тонких пленок топологических изоляторов халькогенидов висмута. Для создания приборов на основе этих материалов необходимо решить проблемы стабильности свойств и управления концентрацией. Будет рассказано о создании пленок селенида висмута высокого совершенства и их низкотемпературных электрофизических свойствах.

Халькогениды висмута являются наиболее исследуемыми топологическими изоляторами (ТИ), защищенными инверсией по отношению к обращению времени. Монокристаллы этих соединений легко вырастить и, подобно графиту, расслоить, что открывает огромные возможности для исследований. Добавление в систему примесей Cu, Sr, Nb или Tl приводит к возникновению сверхпроводимости, которая, согласно последним исследованиям, является топологической. Магнитные примеси в ТИ открывают щель в спектре дираковских состояний, что делает систему привлекательной для спинтроники. Введение Sr и V привело к обнаружению аномального квантового эффекта Холла. Тем не менее, приборные воплощения этих новых свойств требуют создания не монокристаллов, а совершенных тонких (эпитаксиальных) пленок, структур на их основе. Поскольку практически любой прибор подразумевает контакты, для пленок и структур необходимы соответствующие электрофизические исследования.

Без принятия специальных мер, эти материалы обладают, как правило, высоким уровнем собственных дефектов, имеют уровень Ферми в зоне и деградируют со временем. Во всем мире интенсивно ведутся работы по улучшению свойств материала и пленок, легированию, исследованию проводящих свойств. В частности нашей группой в ФИАН был налажен эпитаксиальный рост таких пленок и было показано, что рост из бинарных соединений ( $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ), в отличие от повсеместно используемого

роста из элементарных материалов, позволяет получить пленки с рекордными размерами монокристаллических доменов и высокими подвижностями носителей [1,2], на уровне ведущих мировых групп [3].

Также в докладе будет рассказано о первых результатах, полученных на выращенных нами пленках из низкотемпературных магнитотранспортных измерений. В частности, установлено, что в наиболее совершенных пленках именно поверхностные, топологически защищенные от рассеяния носители обладают большей подвижностью и демонстрируют двумерные магнитоосцилляции сопротивления [1]. Также нами было впервые обнаружено, что холловское сопротивление во всех эпитаксиальных пленках содержит при низких температурах добавку от электрон-электронного взаимодействия [2]. Ранее следы этой поправки наблюдали только в проводимости пленок халькогенидов висмута.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-29-03330.*

## Литература

1. Л.Н. Овешников и др. // Письма в ЖЭТФ, т. 104, 651 (2016).
2. A.Yu. Kuntsevich et al. // Physical Review B, V. 94, 235401 (2016).
3. N. Koirala et al. // Nano Letters, V.15, 8245 (2015).

# Косвенное обменное взаимодействие магнитных примесей, расположенных вблизи края двумерного топологического изолятора

В.Д. Курилович<sup>1,2,\*</sup>, П.Д. Курилович<sup>1,2</sup>, И.С. Бурмистров<sup>3,1</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, 141701.

<sup>2</sup> Сколковский институт науки и технологий, ИЦ «Сколково», ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143026.

<sup>3</sup> Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау РАН, ул. Косыгина, д. 2, Москва, 119334.

\* vladislav.kurilovich@gmail.com

В данной теоретической работе изучается косвенное обменное взаимодействие между магнитными примесями в двумерном топологическом изоляторе. Было показано, что в дополнение к изученным ранее вкладам во взаимодействие за счет объемных и краевых состояний, имеется дополнительный вклад, связанный с их интерференцией. Этот вклад, с одной стороны, затухает экспоненциально с расстоянием с характерной длиной, зависящей от положения химического потенциала, а с другой стороны, осциллирует с периодом, который определяется фермиевским волновым вектором краевых состояний. Показано, что этот вклад является основным, если одна примесь расположена на краю, а другая – в толще.

## Введение

В последнее время, большой интерес прикован к двумерным топологическим изоляторам. Одна из основных особенностей таких материалов – наличие бесщелевых состояний с Дираковским спектром, локализованных на краю образца. Из-за сильной спин-орбитальной связи, проекция спина этих состояний на ось, перпендикулярную к плоскости топологического изолятора, связана с направлением их движения. В отсутствие возмущений, нарушающих симметрию по отношению к обращению времени, это приводит к идеальной одномерной проводимости вдоль края. В связи с этим, возникает интерес к изучению классических магнитных примесей, расположенных недалеко от края, которые такую симметрию нарушают.

При низких температурах, влияние магнитных примесей на проводимость зависит от того, в какой магнитной фазе они находятся. Для того, чтобы изучить возможные фазы, необходимо понять, как устроено взаимодействие между примесями. Основной механизм такого взаимодействия при достаточно малых концентрациях – косвенный обмен.

В данной работе, мы исследуем косвенное обменное взаимодействие при произвольном расположении примесей относительно края, в том числе, неизученный ранее режим: взаимодействие между примесями, одна из которых находится вблизи

края, а другая – в толще. Оказывается, что в этом случае существенной становится интерференция краевых и объемных состояний.

## Косвенное обменное взаимодействие

Для описания электронных состояний в топологическом изоляторе был использован гамильтониан Берневига-Хьюза-Жанга [2]. Краевые состояния изучались при помощи подхода Волкова и Панкратова [3]. Взаимодействие электронов с магнитными примесями считалось контактным,  $V = J \cdot \delta(r)$ , где  $J$  – матрица, зависящая от спина примеси, найденная в более ранней работе [1].

Вычисление косвенного обменного взаимодействия выполнялось при помощи матцубаровской диаграммной техники путем нахождения поправки к термодинамическому потенциалу за счет примесей. В низшем порядке по  $J$  эффективный гамильтониан косвенного обмена между двумя примесями при нулевой температуре имеет вид

$$H = \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} J_A G(i\varepsilon, r_A, r_B) J_B G(i\varepsilon, r_B, r_A), \quad (\Phi 1)$$

где  $r_{A/B}$  – положения примесей,  $G$  – матцубаровская функция Грина, а  $\varepsilon$  – матцубаровская энергия. Функция Грина вычислялась при помощи представления Лемана, то есть суммированием по всем одночастичным состояниям.

## Результаты и обсуждение

Мы показали, что косвенное обменное взаимодействие можно представить в виде суммы трех вкладов:

$$H = H_{\text{bulk}} + H_{\text{edge}} + H_{\text{int}}, \quad (\text{ф2})$$

где первое слагаемое описывает обмен через объемные электронные состояния, второе – через краевые, а третье – обмен за счет интерференции между объемными и краевыми состояниями.

В соответствии с общими для щелевых структур ожиданиями, в случае, когда химический потенциал лежит в запрещенной зоне, обмен через объемные состояния убывает экспоненциально с расстоянием между примесями. В простейшем случае, когда обе примеси расположены далеко от края эта часть взаимодействия  $\sim e^{-2r/\xi}$ , где  $\xi$  – параметр, имеющий размерность длины,  $r$  – расстояние между примесями, а также обладает нетривиальной спиновой структурой, содержащей в себе изинговский обмен, псевдодипольное взаимодействие в плоскости, изотропное взаимодействие в плоскости, а также слагаемое типа Дзялошинского-Мории. Этот результат находится в согласии с [1].

Обмен через краевые состояния обладает типичным для одномерного металла поведением. Выражение для этой части взаимодействия имеет вид

$$H_{\text{edge}} = -\left(2\pi |M| \xi^3 y_{AB}\right)^{-1} e^{-x_{AB}/\xi} J_m^A J_m^B \cdot \left( (\mathbf{S}_{\parallel}^A \cdot \mathbf{S}_{\parallel}^B) \cos 2k_F y_{AB} + [\mathbf{S}_{\parallel}^A \times \mathbf{S}_{\parallel}^B]_z \times \sin 2k_F y_{AB} \right). \quad (\text{ф3})$$

Здесь  $y_{AB}$  – расстояние между примесями вдоль края,  $x_{AB}$  – сумма расстояний от каждой из примесей до края,  $|M|$  – половина щели в спектре объемных состояний,  $J_i^{A/B}$  – элементы матрицы взаимодействия электронов с примесями,  $\mathbf{S}^{A/B}$  – спины примесей, где знак  $\parallel$  обозначает компоненты вектора в плоскости топологического изолятора, а  $k_F$  – фермиевский волновой вектор краевых состояний. Важно отметить, что по мере разнесения примесей вдоль края эта часть взаимодействия спадает степенным образом и осциллирует с периодом  $\pi/k_F$ . Кроме того, обмен через краевые состояния связывает только компоненты спинов в плоскости топологического изолятора.

Наиболее интересен результат для интерференционной части косвенного обменного взаимодействия. В этом случае, помимо осцилляций взаимодействия вдоль края с периодом  $2\pi/k_F$  и затухания  $\sim e^{-x_{AB}/\xi}$ , возникает затухание с масштабом, который явно зависит от положения химического потенциала:

$$\xi_{\mu} = \frac{\xi}{\cos^{-1/2} \theta_{\mu}}, \quad \cos \theta_{\mu} = \sqrt{1 - \mu^2 / M^2}$$

и может становиться очень большим при приближении  $\mu$  к краю запрещенной зоны. В силу такого закона затухания, интерференционный обмен является основным механизмом обмена, когда одна из примесей лежит на краю, а другая – на некотором расстоянии от него. В общем случае, эта часть взаимодействия обладает громоздкой спиновой структурой. Тем не менее, когда обе примеси находятся в точности на краю, выражение для интерференционного обмена сравнительно компактно:

$$H_{\text{int}} = -4\pi \cos^{3/2} \theta_{\mu} (|M| \xi^4)^{-1} e^{-y_{AB}/\xi_{\mu}} \cdot \left( (2\pi r / \xi)^{-5/2} \left( 4J_m^A J_m^B ((\mathbf{S}_{\parallel}^A \cdot \mathbf{S}_{\parallel}^B) \cos k_F y_{AB} - [\mathbf{S}_{\parallel}^A \times \mathbf{S}_{\parallel}^B]_z \sin k_F y_{AB}) - \cos(k_F r + 2\theta_{\mu}) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left( 4J_0^A J_0^B S_x^A S_x^B + J_0^A J_z^B S_x^A S_z^B + J_z^A J_0^B S_x^B S_z^A + J_z^A J_z^B S_z^A S_z^B \right) \right) \right). \quad (\text{ф4})$$

Этот вклад во взаимодействие между двумя примесями вблизи края представляет интерес в случае присутствия в системе анизотропии для магнитных примесей типа легкая ось.

*Подробное изложение результатов работы приведено в [4]. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-52-06005.*

## Литература

1. P.D. Kurilovich, V.D. Kurilovich, I.S. Burmistrov // Physical Review B, V. 94, 155408 (2016).
2. B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang // Science, V. 314, 1757 (2006).
3. B.A. Volkov, O.A. Pankratov // JETP Letters, V. 42, 145 (1985).
4. V.D. Kurilovich, P.D. Kurilovich, I.S. Burmistrov // arXiv:1612.08417.

# Косвенное обменное взаимодействие магнитных примесей в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdTe/HgTe/CdTe

П.Д. Курилович<sup>1,2,\*</sup>, В.Д. Курилович<sup>1,2</sup>, И.С. Бурмистров<sup>3,1</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, 141701.

<sup>2</sup> Сколковский институт науки и технологий, ИЦ «Сколково», ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143026.

<sup>3</sup> Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау РАН, ул. Косыгина, д. 2, Москва, 119334.

\* kurilovichpd@gmail.com

Мы исследовали косвенное обменное взаимодействие между магнитными примесями в (001) квантовой яме CdTe/HgTe/CdTe. Мы рассмотрели взаимодействие в случае низкой температуры при условии, что химический потенциал лежит в щели электронного спектра. Было обнаружено, что косвенное обменное взаимодействие экспоненциально спадает с расстоянием между примесями. Отсутствие инверсионной симметрии квантовой ямы приводит к осцилляциям взаимодействия с расстоянием и создает дополнительные вращательно неинвариантные в плоскости (001) слагаемые. Матрица, определяющая косвенное обменное взаимодействие, имеет сложную структуру, некоторые компоненты пропорциональны знаку щели.

## Введение

Двумерные топологические изоляторы в последнее время вызывают большой интерес с теоретической и экспериментальной точки зрения. Особенностью таких систем является наличие одномерных краевых состояний, спин которых напрямую связан с импульсом. В пренебрежении взаимодействием между электронами такие краевые состояния обеспечивают идеальную проводимость вдоль края, устойчивую к присутствию немагнитных примесей и других возмущений, не разрушающих симметрию по отношению к обращению времени. Наличие магнитного порядка в образце может, однако, приводить к подавлению проводимости вдоль края. Поэтому для описания транспортных свойств при наличии магнитных примесей в топологическом изоляторе необходимо понимать, как устроена фазовая диаграмма этой магнитной системы. Оказывается, что при небольших концентрациях примесей и низких температурах упорядочение определяется косвенным обменным взаимодействием между магнитными примесями.

## Основные результаты

В данной работе аналитически рассмотрена задача о косвенном обменном взаимодействии двух маг-

нитных примесей в двумерной квантовой яме CdTe/HgTe/CdTe выращенной вдоль направления (001) в случае, когда химический потенциал лежит в щели спектра. Такая квантовая яма - один из первых примеров двумерного топологического изолятора, реализованный экспериментально. Электроны в квантовой яме были рассмотрены в рамках расширенной модели ВНЗ [1], учитывающей инверсионную асимметрию интерфейсов квантовой ямы. В простейшем случае гамильтониан этой модели - матрица 4 на 4, состоящая из двух блоков размером 2 на 2, расположенных на диагонали и связанных симметрией по отношению к обращению времени. Инверсионная асимметрия приводит к появлению межблочных элементов, которые с точностью до знака определяются одним параметром  $\Delta$ . Спектр электронов оказывается невырожденным из-за наличия инверсионной асимметрии и состоит из четырех ветвей:

$$\varepsilon(k) = -Dk^2 \pm \sqrt{(Ak \pm \Delta)^2 + (M - Bk^2)^2} \quad (1)$$

Щель в спектре определяется параметром  $M$ , его знак определяет топологическую фазу квантовой ямы. Параметры  $\Delta$  и  $M$  типично одного порядка величины в соответствии с результатом статьи [1].

Взаимодействие электронов с примесями было проанализировано с использованием метода эффек-

тивной массы и считалось контактным. В работе был найден явный вид матрицы  $V$ , определяющей это взаимодействие. Как обычно, эта матрица линейна по спину магнитной примеси  $S$ . Типичные магнитные примеси - атомы марганца. Спин таких примесей равен  $5/2$ .

Расчет косвенного обменного взаимодействия магнитных примесей А и В был выполнен с использованием стандартной диаграммной техники:

$$H_{IEI} = T \sum_{\epsilon_n} Tr(G_{AB}(\epsilon_n) V_A G_{BA}(\epsilon_n) V_B). \quad (2)$$

Здесь  $G$  – функция грин электронов, а  $T$  – температура, которая во всех вычислениях устремлялась к нулю. Итоговое выражение для гамильтониана взаимодействия примесей может быть разделено на две части: вращательно инвариантную в плоскости (001) и вращательно неинвариантную:

$$H_{IEI} = H_{IEI}^{inv} + H_{IEI}^{non-inv}. \quad (3)$$

Выражение для  $H_{IEI}^{inv}$ :

$$H_{IEI}^{inv} = \sum_{ij} K_{ij}^{inv} S_i^A S_j^B, \quad (4)$$

$$K_{xx}^{inv} = J_m^A J_m^B [F(R) + F_c(R)] - 4J_0^A J_0^B F_c(R) n_x^2,$$

$$K_{xy}^{inv} = -4J_0^A J_0^B F_c(R) n_x n_y,$$

$$K_{xz}^{inv} = 2 \text{sign} M J_0^A J_z^B F_c(R) n_x,$$

$$K_{zz}^{inv} = J_z^A J_z^B F_c(R). \quad (5)$$

$K_{yy}^{inv}$ ,  $K_{yx}^{inv}$  и  $K_{yz}^{inv}$  получаются из  $K_{xx}^{inv}$ ,  $K_{xy}^{inv}$  и  $K_{xz}^{inv}$  заменой  $n_x$  на  $n_y$  и наоборот.  $K_{zx}^{inv}$ ,  $K_{zy}^{inv}$  равны  $-K_{xz}^{inv}$ ,  $-K_{yz}^{inv}$  с переставленными индексами А и В. Константы  $J$  выражаются через огибающие функции базисных состояний модели ВНЗ и зависят явно от положения примесей вдоль оси  $z$  перпендикулярной двумерной квантовой яме. Функции расстояния между примесями  $F(R)$ ,  $F_c(R)$  определены как

$$F(R) = (|M|^3 / A^4) (\lambda_1 / (2\pi R))^{3/2} e^{-R/\lambda_1}, \quad (6)$$

$$F_c(R) = F(R) \cos(R / \lambda_2 - \arctan(\Delta / |M|)) \quad (7)$$

Здесь  $\lambda_1 = A / (2|M|)$  и  $\lambda_2 = A / (2\Delta)$ . Неинвариантное слагаемое устроено несколько сложнее, но принципиальная структура ответа такая же.

## Обсуждение и заключение

Экспоненциальное спадание энергии косвенного обменного взаимодействия, в случае когда химический потенциал лежит в щели спектра, соответствует общим ожиданиям [2]. Менее очевидным результатом является тот факт, что инверсионная асимметрия приводит к медленным осцилляциям взаимодействия с расстоянием. Наличие вращательно неинвариантного вклада, имеющего сложную спиновую структуру, также является важной особенностью полученного выражения и является проявлением нарушения вращательной симметрии гамильтониана ВНЗ междублочными слагаемыми пропорциональными  $\Delta$ . Во вращательно инвариантной части ответа содержатся фактически все допустимые вращательной симметрией слагаемые: взаимодействие Гейзенберга, Изинга, взаимодействие типа Дзялошинского-Мории и другие. Стоит также отметить зависимость знака некоторых слагаемых в гамильтониане взаимодействия примесей от знака щели, т.е. от топологической фазы квантовой ямы. Оценка масштабов задачи на основе данных из [1, 3] приводит к длине затухания  $\lambda_1$  взаимодействия и масштабу осцилляций  $\lambda_2$  около 20 нм. Более подробное изложение результатов содержится в [4].

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-52-06005.*

## Литература

1. S. A. Tarasenko et al. // Phys. Rev. B 91, 081302 (2015).
2. A. Abrikosov // Adv. Phys. 29, 869 (1980).
3. Xiao-Liang Qi and Shou-Cheng Zhang // Rev. Mod. Phys. 83, 1057 (2011).
4. P. D. Kurilovich et al. // Phys. Rev. B 94, 155408 (2016).

# Профиль распределения Be в GaAs нитевидных нанокристаллах

Е.Д. Лещенко<sup>1,2,\*</sup>, М.Н.Т. Dastjerdi<sup>3</sup>, Е.М. Fiordaliso<sup>4</sup>, В.Г. Дубровский<sup>1,2,5</sup>, Т. Kasama<sup>4</sup>, М. Aagesen<sup>6</sup>, R.R. La Pierre<sup>1,3</sup>

1 Санкт-Петербургский национальный университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

2 Санкт-Петербургский академический университет, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021.

3 McMaster University, Hamilton, L8S 4L7.

4 Technical University of Denmark, Kongens Lyngby, DK-2800.

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

6 Gasp Solar ApS, Gregersensvej, 7, Taastrup, DK-2630

\*leshchenko.spb@gmail.com

Работа посвящена исследованию распределения концентрации Be в GaAs нитевидных нанокристаллах типа ядро-оболочка, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Найдена эволюция функции распределения Be в результате решения краевой задачи диффузии. Проведено сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными с помощью электронной голографии. Показано, как в рамках построенной модели возникает неоднородность концентрации примеси. Получен коэффициент диффузии Be в GaAs.

## Введение

В настоящее время все больше внимания уделяется структурам пониженной размерности, в частности, одномерным полупроводниковым наноструктурам - нитевидным нанокристаллам (ННК). Интерес обусловлен перспективами их применения для различных приложений в области высоких технологий.

Однако, несмотря на прогресс, достигнутый в области технологий роста эпитаксиальных наноструктур, контролируемый синтез ННК с р-п переходом является сложной задачей. Так, одной из проблем является неравномерное распределение легирующей примеси, результатом чего является ухудшение оптоэлектронных свойств наноструктур.

## Экспериментальные данные

ННК выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии по механизму «пар-жидкость-кристалл» на подложке Si(111) р-типа. Позиционирование наноструктур осуществлялось методом маскирования поверхности. Для этого на Si подложке с помощью плазмохимического осаждения выращивался слой SiO<sub>x</sub>, после чего методом электронной литографии и травления создавались окна в SiO<sub>x</sub> слое.

Рост наноструктур начинался с формирования Ga-каталитических GaP оснований ННК для увеличения количества вертикальных наноструктур. После этого состав прекурсоров менялся таким образом,

чтобы обеспечить плавный переход от GaP к GaAs композиции. Затем осуществлялся рост GaAs ядра р-типа, легированного Be с объемной концентрацией  $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Далее понижалась температура подложки, в результате чего происходила смена режима роста с аксиального на радиальный, и выращивался нелегированный сегмент GaAs ННК. Наконец, осуществлялся синтез GaAs оболочки п-типа, легированной Te с объемной концентрацией  $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в течение 12,5 мин и  $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в течение 3,5 мин. Изображение полученных р-і-п ННК представлено на рис. 1.

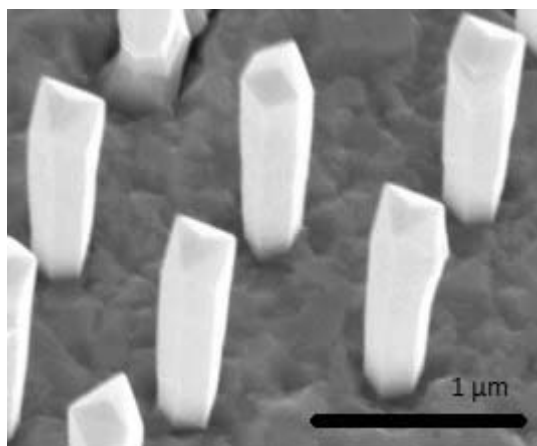


Рис. 1. РЭМ-изображения выращенных GaAs ННК.

## Теоретическая модель и обсуждение

При моделировании процесса роста наноструктур мы предполагаем, что (i) во время роста нового монослоя (МС) встраивание Be происходит на рёб-

рах (112)А [1]; (ii) после завершения роста МС, поток Ве в ННК через грани (110) (ограничивающих ядро ННК) в результате перехода пар-кристалл пренебрежимо мал; (iii) имеет место твердотельная диффузия Ве, которая, однако, мала при низких температурах, которые были использованы при синтезе оболочки. Процесс диффузии описывается двумерным нестационарным уравнением:

$$\frac{\partial C(x, y, t)}{\partial t} = D \cdot \Delta C(x, y, t) \quad (\Phi 1)$$

Здесь  $C(x, y, t)$  - концентрация Ве в момент времени  $t$  и  $D$  - коэффициент диффузии. В рамках предложенной модели в качестве начальных условий можно взять сумму трех дельта-функций с координатами  $(x_n, y_n)$ , соответствующих координатам бесконечно малых (112)А граней:

$$C(x, y, t = 0) = \frac{1}{3} \sum_{n=1}^3 \delta(x - x_n, y - y_n) \quad (\Phi 2)$$

Согласно (ii), граничные условия имеют вид:

$$\left. \frac{\partial C(x, y, t)}{\partial \vec{n}} \right|_S = 0 \quad (\Phi 3)$$

где  $S$  - граница ядра ННК и  $\vec{n}$  - нормаль к ней. Функция Грина уравнения (1) может быть получена в виде суперпозиции вкладов от реальных и фиктивных источников (рис 2), полученных методом отображений, и имеет вид:

$$C(x, y, t) = \frac{1}{4\pi Dt} \sum_{k, l=-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(x - ak/2)^2 + (y - \sqrt{3}al/2)^2}{4Dt}\right) \quad (\Phi 4)$$

для четных  $k + l$ . Здесь  $a$  - расстояние между гранями (110).

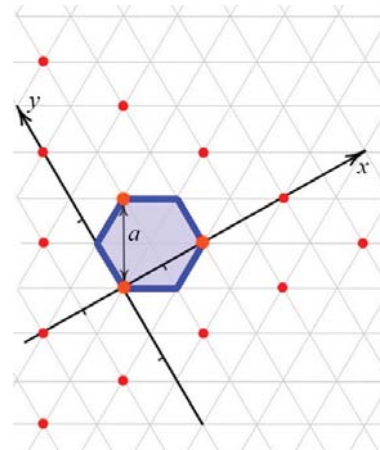


Рис. 2. Схема реальных и фиктивных источников.

В силу выбранных начальных условий, интегральная концентрация в слое нормирована на единицу, и для получения реальной концентрации необходимо умножить функцию Грина на нормировочную константу. На рис. 3 представлены функция распределения Ве, полученная в результате моделирования при значении параметра, обеспечивающего наилучшее совпадение результатов ( $D = 0.04 \text{ нм}^2/\text{с}$  в момент времени  $t = 20$  мин), и экспериментальное распределение, измеренное методом электронной голографии. Стоит отметить, что такое значение  $D$  согласуется с полученным ранее значением коэффициента диффузии [2].

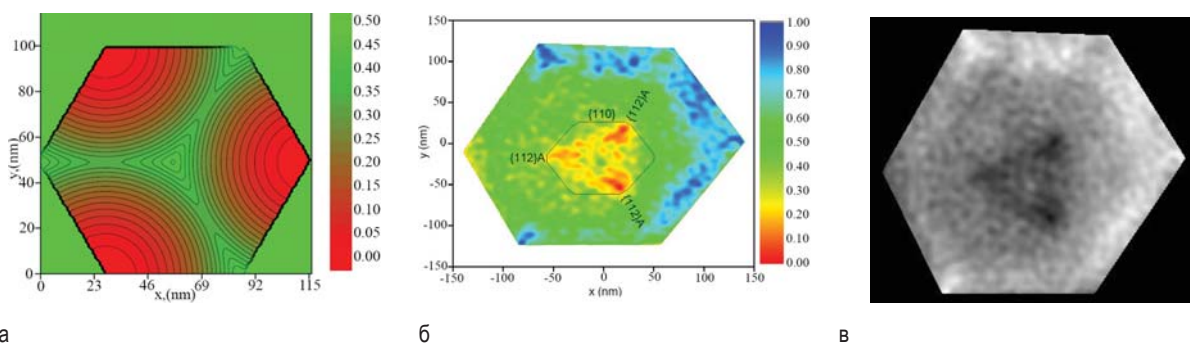


Рис. 3. Теоретическая (а) и экспериментальные (б, в) функции распределения концентрации Ве.

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Соглашения №14.613.21.0055 (идентификатор проекта RFMEFI61316X0055).

### Литература

1. M. Kondo, C. Anayama, T. Tanahashi and S. Yamazaki // J. Cryst. Growth V. 124, 449 (1992).
2. W. Chen, V.G. Dubrovskii, X. Liu, T. Xu, et al. // J. Appl. Phys. V. 111, 094909 (2012).

# Влияние параметров азотной плазмы на степень вырождения слоёв InN, полученных методом МПЭ с плазменной активацией азота

Д.Н. Лобанов\*, А.В. Новиков, Б.А. Андреев, П.А. Юнин, Е.В. Скороходов, П.А. Бушуйкин, Л.В. Красильникова, Е.В. Демидов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая 7, д. Афоино, Кстовский район, Нижегородская обл., 607680.

\* [dima@ipmras.ru](mailto:dima@ipmras.ru)

Исследован рост InN методом МПЭ ПА на буферных слоях GaN/AlN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в зависимости от потока молекулярного азота, поступающего в источник плазмы. Было обнаружено, что при уменьшении потока N<sub>2</sub> в два раза (с 3 sccm до 1.5 sccm) скорость роста слоев нитридов в металлообогащенных условиях снижается лишь на 15%. При этом дефектность слоёв InN по данным рентгена увеличивается. В то же время фоновая концентрация электронов в слоях InN падает с  $1.7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  до  $9 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а интенсивность сигнала фотolumинесценции при комнатной температуре от них растёт.

## Введение

Нитрид индия является представителем семейства III-N материалов, являющийся привлекательным материалом для создания как источников инфракрасного излучения (ширина запрещённой зоны InN ~ 0.67 эВ) так и быстродействующих транзисторов. Основной причиной, по которой до сих пор не реализованы потенциальные возможности InN является его недостаточное кристаллическое качество. Различные методы его получения приводят к тому, что плотность дислокаций в слоях InN находится в диапазоне  $10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а фоновая концентрация электронов обычно составляет  $10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Несмотря на то, что рекордные образцы InN имеют фоновую концентрацию носителей заряда на уровне единиц  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  [1], к настоящему времени в литературе отсутствует установившееся мнение о фундаментальных причинах, приводящих к высокой фоновой концентрации электронов в InN. В связи с этим, отсутствуют и однозначные рекомендации для ростовых параметров с целью получения высококачественных плёнок InN с низкой фоновой концентрации носителей заряда.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния потока молекулярного азота в методе молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) на степень вырождения получаемых этим методом слоёв InN.

## Эксперимент

Рост плёнок InN проводился на подложках сапфира с-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> методом МПЭ ПА на установке STE 3N3

(ЗАО "НТО"). На подложки сапфира последовательно осаждались высокотемпературные буферные слои AlN (300 нм) и GaN (800 нм) при температурах 820°C и 710°C соответственно. На таком GaN/AlN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> буфере осуществлялся рост плёнок InN. Рост нитрида индия начинался с осаждения низкотемпературного (~ 420°C) зародышевого слоя толщиной ~ 20 нм при соотношении потоков In и N III/V ~ 0.2. Дальнейшее осаждение плёнок InN проходило при температуре ~ 480°C в условиях соотношения потоков III/V ~ 0.85-0.95. Поток In из источника и толщина InN слоя (~ 700 нм) были одинаковы для всех образцов. Для разных образцов варьировался поток молекулярного азота N<sub>2</sub> от 1.5 до 3 стандартных кубических сантиметров в минуту (sccm), поступавшего в плазменный источник азота RF Atom Source HD25 (Oxford Applied research). Мощность азотной плазмы в процессе роста InN слоёв не менялась и составляла 150 Вт. Выращенные образцы исследовались методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгенодифракционного анализа, фотolumинесценции (ФЛ), спектроскопии отражения.

## Результаты и обсуждение

Калибровка скоростей роста GaN слоёв, проведённая с помощью системы лазерной интерферометрии показала, что скорость роста слоев нитридов в металлообогащенных условиях слабо зависит от потока N<sub>2</sub>: при уменьшении потока молекулярного азота в 2 раза (с 3 до 1.5 sccm) скорость роста снижалась лишь на 15%. При этом давление в камере роста уменьшалось пропорционально потоку. Это



указывает на то, что несмотря на значительное увеличение потока  $N_2$  концентрация активных азотных радикалов меняется незначительно. На это указывает и слабое (~10 %) уменьшение яркости плазмы, измеряемой фотодиодом на длине излучения атомарного азота, при двухкратном уменьшении потока молекулярного азота через источник плазмы.

По данным СЭМ все выращенные при разных потоках  $N_2$  слои InN были сплошными (без нанопор) с развитой морфологией поверхности (рис. 1).

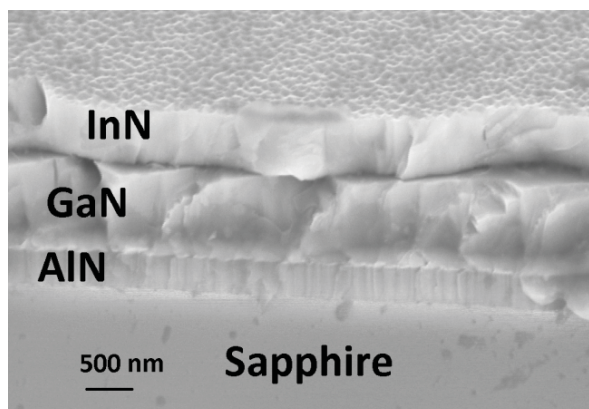


Рис. 1. Снимок СЭМ скола образца со слоем InN толщиной ~ 700 нм, выращенного на подложке с-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с буферным слоем GaN/AlN при потоке  $N_2$  2 sccm.

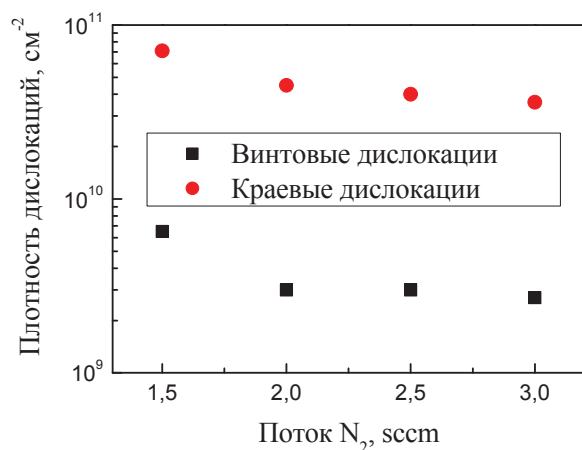


Рис. 2. Зависимость плотности прорастающих дислокаций в слое InN от потока молекулярного азота.

С помощью рентгенодифракционного анализа было обнаружено, что при уменьшении потока молекулярного азота с 3 до 1.5 sccm плотность прорастающих дислокаций в слое InN увеличивается (рис. 2).

Это может быть связано с небольшим увеличением соотношения потоков элементов III и V групп при уменьшении потока  $N_2$ , которое, как было показано нами ранее, может приводить к увеличению дефектности плёнки InN [2].

Было обнаружено, что, несмотря на рост дефектности слоев InN при уменьшении потока  $N_2$ , интенсивность сигнала ФЛ от них растёт (рис. 3). Одним из возможных объяснений роста сигнала ФЛ может быть снижение фоновой концентрации электронов в слоях InN при уменьшении потока  $N_2$  с 3 до 1.5 sccm. По данным измерений эффекта Холла концентрация электронов в этом случае падает с  $1.7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  до  $9 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Такое снижение концентрации электронов подтверждается измерениями спектров отражения по уменьшению плазменной частоты. Также это можно увидеть и по смещению пика ФЛ в область меньших энергий вследствие ослабления эффекта Бурштейна-Мосса (рис. 3).

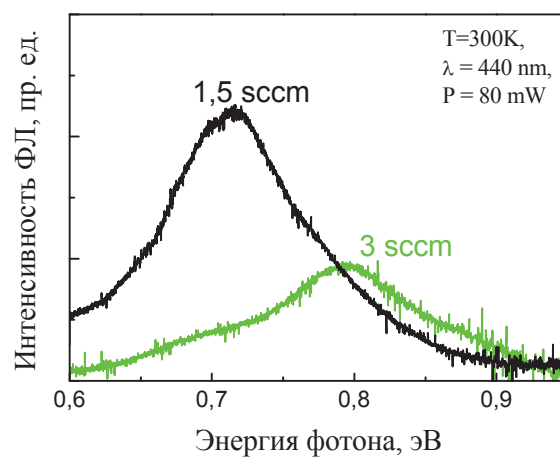


Рис. 3. Спектры ФЛ, измеренные при комнатной температуре, слоев InN, выращенных при различных потоках  $N_2$ .

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержке научных программ РАН и РФФИ (грант № 16-29-03374\_офи-м).

## Литература

1. С.С. Хлудков, И.А. Прудаев, О.П. Толбанов, Известия высших учебных заведений: Физика 56(9), стр. 23-31 (2013).
2. Д.Н. Лобанов и др. // ФТП 50(2), 264-268 (2012).

# Самосогласованное описание квантового усилителя на основе графена

Ю.Е. Лозовик<sup>1</sup>, И.А. Нечепуренко<sup>2,\*</sup>, Е.С. Андрианов<sup>2</sup>, А.В. Дорофеенко<sup>2</sup>, А.А. Пухов<sup>2</sup>, Н.М. Щелкачев<sup>2,3\*</sup>

<sup>1</sup> Институт спектроскопии РАН, ул. 5 Физическая, 45, Троицк, 142190.

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер. 9, Долгопрудный, 141700.

<sup>3</sup> Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, 117940.

\*nms@itp.ac.ru

Высокий уровень диссипации в нормальных металлах на оптических частотах делает сложным развитие активных и пассивных плазмонных устройств. Одним из возможных решений этой проблемы является использование альтернативных материалов. Графен является перспективным материалом для плазмоники в ближней инфракрасной области спектра. Мы разработали квантовую теорию генератора плазмонов на графене с учетом квантовых корреляций и эффектов диссипации. Переключение между различными режимами работы генератора плазмонов можно осуществлять, управляя положением уровня Ферми с помощью внешнего затвора. Нами найдены явные выражения для параметров диссипации и констант взаимодействия, выраженные через параметры материала.

## Введение

Плазмон — это элементарное возбуждение, которые представляют собой квантованные коллективные колебания свободного электронного газа. В настоящее время явление поверхностного плазмонного резонанса пытаются применять при создании химических и биологических сенсоров.

Высокий уровень диссипации в нормальных металлах на оптических частотах делает сложным развитие активных и пассивных плазмонных устройств. Одним из возможных решений этой проблемы является использование альтернативных материалов. Графен является одним из таких перспективных материалов для плазмоники от терагерцовой до ближней инфракрасной области спектра. Графен обладает большой проводимостью, и затухание плазмонов в графене относительно невелико. Кроме того, в графене можно управлять положением уровня Ферми, например, варьируя напряжение на внешнем затворе, связанным емкостной связью с листом графена [1].

Тем не менее, остается открытым вопрос о когерентных свойствах плазмонов на графене. Квазиклассические приближения, которые обычно используются для исследования генерации плазмонов, едва применимы для исследования функции корреляции и плазмонного спектра, поскольку они не учитывают спонтанных переходов в активной среде и квантовых флуктуаций. Однако эти процессы могут разрушить когерентность плазмонов.

Для решения этой задачи мы используем уравнения на матрицу плотности для поля и активной среды, которые учитывают процессы диссипации и квантовые флуктуации. Наш подход позволяет описать такие режимы квантового плазмонного усилителя, как плазмонный излучающий диод (аналог светодиода, только вместо света — плазмоны, SPED) и режим поверхностного плазмонного усиления с помощью вынужденного излучения (SPASER). Показано, что переключение между этими режимами можно осуществить, изменяя положение уровня Ферми внешним затвором. Также мы исследовали спектральные свойства сгенерированных плазмонов и корреляционную функцию второго порядка, характеризующую статистику плазмонов.

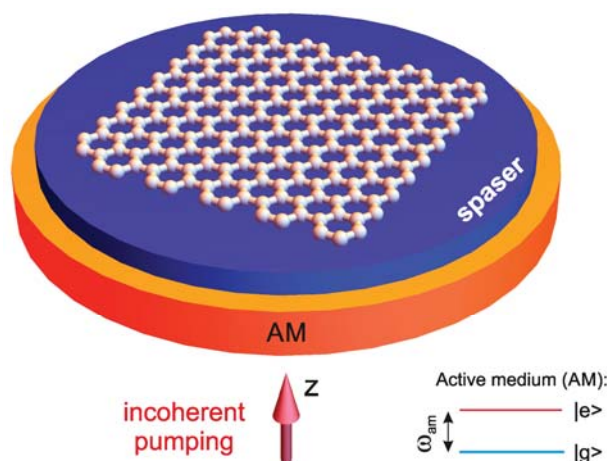


Рис. 1. Схема квантового усилителя на основе графена.

### Модель

Схема квантового усилителя показана на рис. 1. Ниже слоя графена располагается активная среда, которая некогерентно накачивается. Уравнение (Линдблада) на матрицу плотности имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \hat{\rho} = & -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \frac{\gamma_{pl}}{2} (2\hat{a}\hat{\rho}\hat{a}^+ - \hat{a}^+\hat{a}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{a}^+\hat{a}) + \\ & \sum_n \frac{\gamma_{am}^{decay}}{2} (2\hat{\sigma}_n\hat{\rho}\hat{\sigma}_n^+ - \hat{\sigma}_n^+\hat{\sigma}_n\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{\sigma}_n^+\hat{\sigma}_n) + \\ & + \sum_n \frac{\gamma_{am}^{dephasing}}{2} (\hat{\sigma}_{z,n}\hat{\rho}\hat{\sigma}_{z,n} - \hat{\rho}) + \\ & \sum_n \frac{\gamma_{am}^{bump}}{2} (2\hat{\sigma}_n^+\hat{\rho}\hat{\sigma}_n - \hat{\sigma}_n\hat{\sigma}_n^+\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{\sigma}_n\hat{\sigma}_n^+). \end{aligned}$$

Гамильтониан равен

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \hbar\omega_{pl} \left( \hat{a}^+\hat{a} + \frac{1}{2} \right) + \sum_n \hbar\omega_{am} \hat{\sigma}_n^+\hat{\sigma}_n + \\ & + \sum_n \hbar\Omega_R(k) (\hat{a}^+\hat{\sigma}_n + \hat{a}\hat{\sigma}_n^+), \end{aligned}$$

Оператор  $\hat{a}$  описывает плазмоны,  $\hat{\sigma}_m^+$  описывает возбуждение n-ой молекулы активной среды (двух-уровневая система в простейшем случае). Константа Раби  $\Omega_R$  описывает взаимодействие плазмонов с активной средой. Остальные слагаемые уравнения на матрицу плотности отвечают диссипации и некогерентной накачке. Вводя коллективные операторы

$$\hat{J} = \sum_n \hat{\sigma}_n, \hat{J}^+ = \sum_n \hat{\sigma}_n^+, \hat{J}_z = \sum_n \hat{\sigma}_{z,n},$$

для атомов активной среды, находящихся в «резонансе» с частотой плазмона  $\omega_{pl}$ , уравнения на матрицу плотности можно существенно упростить.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \hat{\rho} = & -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \frac{\gamma_{pl}}{2} \mathcal{L}[\hat{a}, \hat{a}^+] + \frac{\gamma_{am}^{decay}}{2} \mathcal{L}[\hat{J}, \hat{J}^+] + \\ & \frac{\gamma_{am}^{dephasing}}{2} \mathcal{L}[\hat{J}_z, \hat{J}_z^+] + \frac{\gamma_{am}^{bump}}{2} \mathcal{L}[\hat{J}^+, \hat{J}], \end{aligned}$$

где оператор  $\mathcal{L}[\hat{A}, \hat{A}^+] \equiv 2\hat{A}\hat{\rho}\hat{A}^+ - \hat{A}^+\hat{A}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{A}^+\hat{A}$ .

$$\Omega_R = -d_{12}\omega_{pl} \sqrt{\frac{2k^3}{\pi\hbar \left[ -\pi k \frac{\partial}{\partial \omega} (\sigma''\omega) \Big|_{\omega_{pl}} + \omega_{pl} \right]}}$$

Мы нашли явное выражения для константы Раби, решая аналитически уравнения Максвелла, и накладывая дополнительное условие «квантования» электромагнитного поля плазмона:

Здесь  $\epsilon'$  – действительная часть диэлектрической проницаемости,  $\sigma''$  – это мнимая часть проводимости графена на оптических частотах [1], и  $k$  – вол-

$$\frac{1}{8\pi} \int \left[ \frac{\partial(\epsilon'\omega)}{\partial \omega} (EE^*) + (HH^*) \right] dV = \hbar\omega_{pl}.$$

новой вектор плазмона. Интегрирование ведется по всему объему системы.

Аналогично была найдена константа диссипации (вычислены явным образом Джоулевы потери):

Зависимость режимов работы квантового усилителя на основе графена от положения уровня Ферми и

$$\gamma_{pl} = \frac{2\pi k\omega_{pl}\sigma'}{-\pi k \frac{\partial}{\partial \omega} (\sigma''\omega) \Big|_{\omega_{pl}} + 0.5\omega_{pl}}.$$

плазмонной частоты показана на рис. 2 [2]. Показано, что существует диапазон плазмонных частот, когда изменяя  $E_F$ , можно переходить из режима SPED в режим SPASER.

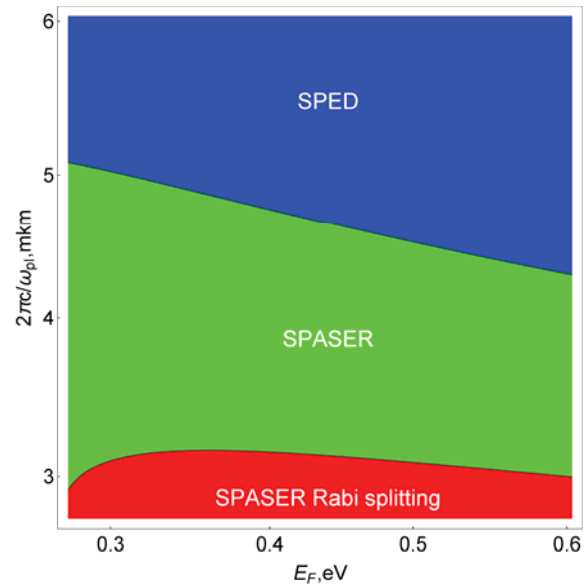


Рис. 2. Режимы работы квантового усилителя в зависимости от положения уровня Ферми.

Работа поддержана грантом РФФ 14-12-01185 и РФФИ 16-02-00295.

### Литература

1. L.A. Falkovsky // Physics-Uspekhi, V. 51(9), 887, (2008).
2. Yu.E. Lozovik, I.A. Nechepurenko, A.V. Dorofeenko, E.S. Andrianov, N.M. Chtchelkatchev, A.A Pukhov // Phys. Rev. B, V. 94, 035406 (2016).

# Температурная трансформация и медленная динамика спектров фотолюминесценции квантовых ям GaAs/AlGaAs в области 2–50 К

А.А. Лясота<sup>1,2</sup>, М.Л. Скориков<sup>1,\*</sup>, А. Рудра<sup>2</sup>, Э. Капон<sup>2</sup>, Н.Н. Сибельдин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Лозаннский Федеральный политехнический институт, Лозанна, Швейцария

\* skor@sci.lebedev.ru

Обнаружено необычное температурное поведение спектров низкотемпературной фотолюминесценции высококачественных гетероструктур GaAs/AlGaAs с одиночными квантовыми ямами, выращенных методом MOCVD. При гелиевых температурах (2 – 8 К) спектр носит типичный чётко выраженный экситонный характер, однако уже при небольшом росте температуры (10 – 30 К) претерпевает значительную трансформацию: линии нейтральных и заряженных экситонов сильно уширяются и их интенсивность быстро падает, при этом в спектре появляется новая, заметно более широкая линия, сдвинутая в сторону меньших энергий. Природа этой линии и, в целом, причины наблюдаемой трансформации неясны. Кроме того, исследованные структуры характеризуются аномально длительным (от долей секунды до десятков минут) временем установления стационарного вида спектра люминесценции после включения лазерного возбуждения.

## Введение

Экситоны в полупроводниковых квантовых ямах (КЯ) исследуются уже на протяжении весьма длительного времени [1], и их свойства, казалось бы, хорошо изучены. Понижение размерности системы приводит к значительному увеличению энергии связи экситонов по сравнению с её значением в объёмных полупроводниках, поэтому экситоны в КЯ термически стабильны не только при гелиевых, но и при значительно более высоких температурах. По этой причине экситоны играют первостепенную роль в формировании спектров поглощения и фотолюминесценции (ФЛ) КЯ вплоть до комнатной температуры [2].

В данной работе мы сообщаем о необычном поведении спектров ФЛ высококачественных структур с одиночными КЯ [3], при котором экситонные линии быстро исчезают из спектра уже при небольшом повышении температуры, что говорит об изменении характера рекомбинации фотовозбуждённых носителей заряда, причина которого пока не выяснена. Другое пока необъяснённое наблюдение связано с аномально длительным (от долей секунды до десятков минут) временем установления стационарного вида спектра ФЛ исследованных структур после включения фотовозбуждения.

## Эксперимент

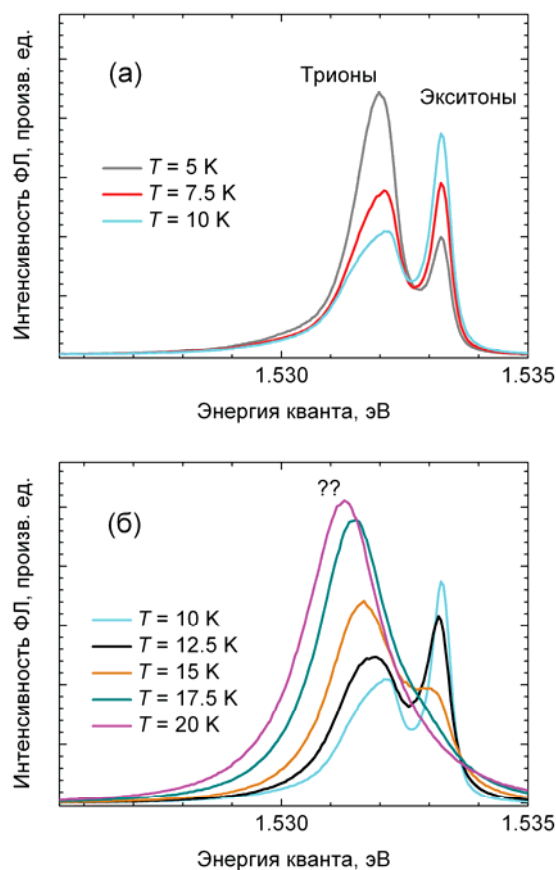
Гетероструктуры GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As с одиночной КЯ шириной 15 нм выращены газовой фазой эпитаксией

из металлоорганических соединений (MOCVD) [4]. Образцы находились в гелиевом оптическом криостате при температурах  $T$  от ~2 до 300 К. Спектры ФЛ регистрировались с помощью спектрографа с охлаждаемым матричным ПЗС-приёмником.

## Температурная трансформация спектров люминесценции КЯ

Спектры люминесценции КЯ при температурах от 5 до 10 К (рис. 1а) вполне типичны для нелегированных структур такого рода и содержат линии рекомбинации экситонов и трионов ( $\hbar\omega = 1.5332$  и  $1.5321$  эВ). Как и следовало ожидать, интенсивность ФЛ трионов падает с повышением температуры из-за их диссоциации, а интенсивность ФЛ экситонов за счёт этого увеличивается.

Однако при дальнейшем росте температуры (см. рис. 1б) поведение спектров качественно изменяется. Экситонная линия значительно уширяется, её интенсивность быстро падает, и при  $T > 20$  К она практически исчезает из спектра ФЛ. Трионная линия также уширяется, причем низкоэнергетичная компонента, отчетливо наблюдаемая в спектре как отдельная особенность уже при  $T = 10$  К, значительно возрастает по интенсивности, и при  $T > 15$  К становится доминирующей. При ещё большем повышении температуры ( $T > 20$  К) спектр продолжает уширяться, но его общий вид перестаёт существенно изменяться.

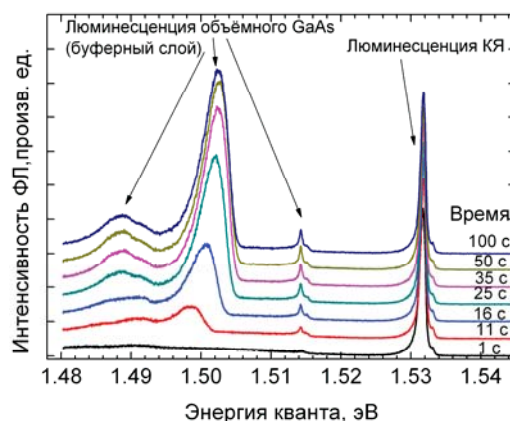


**Рис. 1.** (Цветной онлайн) Спектры люминесценции КЯ при надбарьерном возбуждении ( $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.959$  эВ,  $P_{\text{exc}} = 60$  нВт) при температурах (а) 5, 7.5 и 10 К и (б) 10, 12.5, 15, 17.5 и 20 К.

Температура, при которой происходит перестройка спектров ФЛ, зависит от уровня возбуждения  $P_{\text{exc}}$ , повышение которого при фиксированной температуре приводит к восстановлению исходного «низкотемпературного» вида спектра ФЛ с характерными узкими ( $\sim 0.5$  мэВ) экситонными линиями. Таким образом, на плоскости  $P$ – $T$  может быть построена «квазифазовая диаграмма», на которой «экситонная фаза» занимает правую нижнюю часть.

Природа описанной перестройки спектра люминесценции КЯ неясна. Наблюдаемое поведение может объясняться делокализацией темновых носителей заряда в КЯ или «включением» канала рекомбинации через хвосты плотности состояний в КЯ либо, возможно, перераспределением встроенного электрического поля в структуре при изменении температуры. На роль встроенного поля указывает и «медленная динамика» спектров ФЛ (следующий раздел), а также крайняя чувствительность спектра к слабой надбарьерной подсветке и «пороговое»

исчезновение линий ФЛ буферного слоя структуры при уменьшении уровня возбуждения [3].



**Рис. 2.** (Цветной онлайн) Спектры ФЛ при  $T = 2$  К в различные моменты времени после включения подбарьерного возбуждения ( $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.77$  эВ,  $P_{\text{exc}} = 6$  мкВт).

### «Медленная динамика» спектров ФЛ

На рис. 2 показана временная эволюция спектра ФЛ буферного слоя и КЯ структуры после включения подбарьерного возбуждения мощностью  $P_{\text{exc}} = 6$  мкВт. Видно, что стационарная форма спектра устанавливается далеко не мгновенно: это занимает (в данном случае) десятки секунд. При этом излучение из буферного слоя практически отсутствует в начальные моменты времени. Скорость установления стационарного состояния уменьшается с ростом уровня возбуждения; так, при  $P_{\text{exc}} = 600$  мкВт эволюция завершается примерно за 1 с.

По всей вероятности, наблюдаемая медленная эволюция спектров ФЛ структуры связана с перераспределением встроенного электрического поля и, возможно, темновых носителей заряда между слоями структуры. Этот эффект, хотя и несравненно более слабо выраженный, наблюдался также и при надбарьерном возбуждении.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-01425).*

### Литература

1. R.C. Miller, D.A. Kleinman // *Journal of Luminescence*, v. 30, pp. 520-540 (1985).
2. M. Colocci, M. Gurioli, A. Vinattieri // *J. Appl. Phys.*, v. 68, pp. 2809-2812 (1990).
3. A.A. Lyasota et al., to be published
4. N. Moret, D.Y. Oberli, E. Pelucchi et al. // *Appl. Phys. Lett.*, v. 88, p. 141917 (2006).
5. N. Moret, D.Y. Oberli, E. Pelucchi et al. // *Phys. Rev. B*, v. 84, p. 155311 (2011).

# Кинетические и оптические свойства сверхрешетки полуметаллических и полупроводниковых нанострайпов

Л.С. Мазов<sup>1,\*</sup>, А.Н. Лобаев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> ДПИ – НГТУ им.Р. Е. Алексеева, ул. Гайдара, 49, Дзержинск, Нижегородская область, 606026

\* mazov@ipm.sci-nnov.ru

Рассмотрены кинетические, оптические и другие свойства страйп-наноструктур, возникающих в плоскости проводящих слоев оксидов меди и пниктидов (селенидов) железа. Проведено сопоставление с моделью сверхрешетки с прямоугольными потенциальными барьерами и известной моделью фазового перехода металл-диэлектрик (Келдыш, Копаев, 1964), а также с данными доступных экспериментов.

## Введение

Как было показано ранее, в нормальном состоянии оксидов меди, в  $\text{CuO}_2$ -плоскости, при понижении температуры ниже температуры появления псевдощели  $T^*$  в электронном энергетическом спектре, происходит магнитный (АФ) фазовый переход в состояние волны спиновой плотности (ВСП) [1]. Ввиду несоизмеримости АФ ВСП с постоянной решетки возникает волна зарядовой плотности (ВЗП) с половинным периодом, что, в свою очередь приводит к периодической модуляции решетки – волне плотности (ВП). В результате, в этой плоскости возникает сверхрешетка с периодическим чередованием полуметаллических (ВЗП) и полупроводниковых (полуизолирующих) (ВСП) нанострайпов, шириной  $\sim 1$  нм [1, 2], причем эта наноструктура оказывается динамической, что затрудняет ее наблюдение обычными способами. Такая же картина наблюдается и в пниктидах (селенидах) железа, где ширина нанострайпов несколько больше  $\sim 3$  нм (см. [3] и ссылки там).

## Сравнение теории и эксперимента

Как известно, исходные соединения оксидов меди и пниктидов железа являются полуизолирующими и полуметаллическими, соответственно. Общей чертой является их слоистость, причем слои являются антиферромагнитно (АФ) упорядоченными, с температурой Нееля  $T_N \sim 300-500$  К для первых и  $\sim 140$  К для вторых. Причем, АФ-порядок является соизмеримым с постоянной решетки. При допировании, соизмеримость нарушается – дополнительные носители заряда, поступающие в слои, распре-

деляются периодически, однако характерный период уже несоизмерим с постоянной решетки. Это и приводит к возникновению в плоскости слоев периодической страйп-структуры – сверхрешетки полуметаллических, зарядовых (С) и полупроводниковых (полуизолирующих), спиновых (S) нанострайпов с ширинами  $L$  и  $W$ , соответственно (рис. 1).

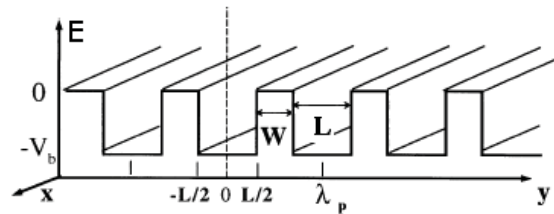


Рис. 1. Схема страйп-структуры в плоскости слоев [2].

В этой планарной гетероструктуре S-страйпы могут рассматриваться как создающие периодический потенциальный барьер амплитуды  $V_b$  вдоль оси  $y$ .

Движение носителей заряда в такой сверхрешетке вдоль оси  $y$  в потенциале  $V_b$  может быть описано уравнением Шредингера [2] (ср. [7])

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(x, y) + V(x, y) \psi(x, y) = E \psi(x, y), \quad (1)$$

где потенциал

$$V(y) = -V_b \sum_{m=-\infty}^{\infty} \theta\left(\frac{W}{2} - |m\lambda_p - y|\right). \quad (2)$$

Решение уравнения на собственные значения дает закон дисперсии  $\varepsilon_n(k_x, k_y) = \varepsilon(k_x) + E_n(k_y)$ , где  $\varepsilon(k_x) = (\hbar^2 / 2m) k_x^2$  – закон дисперсии для свободных электронов по оси  $x$ , а  $E_n(k_y)$  – по  $y$ .

Уравнение для определения структуры минизон такой сверхрешетки имеет вид [2]

$$\cos(k_y \cdot \lambda_p) = \cos(k_w \cdot L) \cdot \cos(k_b \cdot W) - 2^{-1}(\zeta + \zeta^{-1}) \cdot \sin(k_w \cdot L) \cdot \sin(k_b \cdot W), \quad (3)$$

где  $k_b = (2m_b E_n(k_y) \hbar^2)^{1/2}$ ;  $\zeta = k_b/k_w$   
 $k_w = (2m_w (E_n(k_y) + V_b) / \hbar^2)^{1/2}$ .

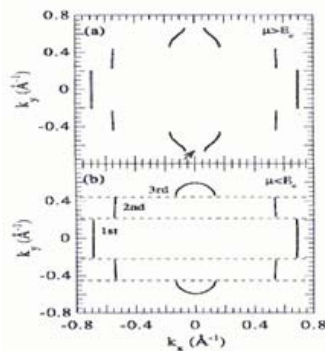


Рис. 2. Структура минизон для системы (1), (2) [2].

Пример расчета минизон для страйп-наноструктуры на рис.1 приведен на рис.2.

В допированных оксидах меди и пниктидах (селенидах) железа страйп-структура в плоскости слоев возникает только при  $T < T^*$ . Такая картина соответствует известной модели Келдыша-Копаяева для фазового перехода металл-диэлектрик, который возникает за счет кулоновского взаимодействия электронов и дырок в полуметаллических системах [6]. Возникающий при этом диэлектрик имеет энергетический спектр сверхпроводника и соответствующие термодинамические характеристики, которые определяют и кинетические и оптические характеристики. Однако, диэлектрическая (АФ ВСП) щель при этом является спадающей функцией концентрации носителей заряда (см. рис. 3б). Определяющая роль этой сверхрешетки хорошо видна и в резистивных (рис.3а) и туннельных (рис. 3в) измерениях. Близкие значения оптических данных на рис.3б, полученных разными методиками. также свидетельствуют об ключевой роли этой страйп-наноструктуры как в нормальном, так и СП-состоянии рассматриваемых соединений.

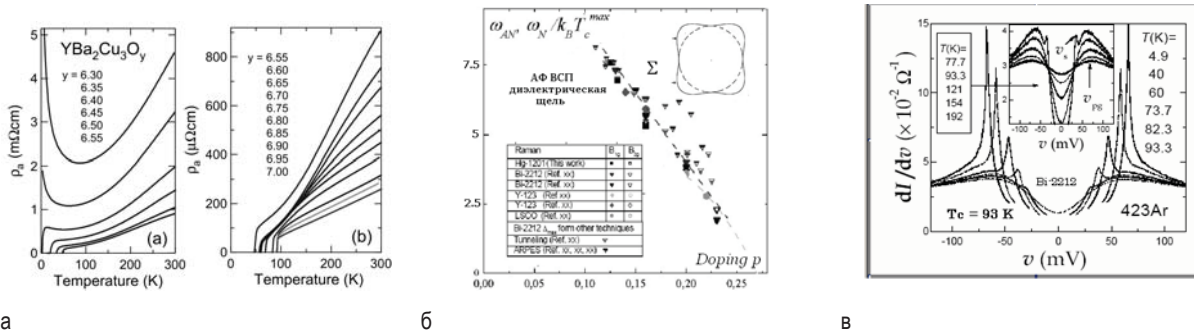


Рис. 3. Проявление эффектов сверхрешетки С- и S-наострайпов в резистивных (а), оптических (б) и туннельных измерениях (см., напр. [3,5]).

**Обсуждение результатов и выводы**

Переход мкталл-диэлектрик (полупроводник) в подобных системах изучался в работах [7,8] в зависимости от соотношения толщин слоев и при наложении магнитного поля, параллельного оси сверхрешетки. Экспериментальному исследованию таких эффектов способствовала возможность получить атомно-гладкие поверхности и очень резкие границы раздела. В рассматриваемых здесь соединениях ситуация еще более благоприятна – ввиду самоорганизации этих страйп-наноструктур исчезает проблема переходного слоя между соседними слоями, что делает эти системы перспективными как для более детального исследования новых физических свойств, так и для ряда приложений.

**Литература**

1. Л.С. Мазов // ФНТ, т.17, 1372 (1991).
2. A. Valletta et al. // Z.Phys. B v.104, 707 (1997)
3. L.S. Mazov // in: Supercond Research at the Leading Edge (ed. P.S.Lewis, Nova Inc. 2004), p.1-23
4. Л.С. Мазов // Изв. РАН, с. физ. т. 78, 1636 (2014).
5. L.S. Mazov // J. Super. Nov. Magn. v. 20, 572 (2007).
6. Л.В. Келдыш, Ю.В. Копаяев //ФТТ, т. 6, 2791 (1964).
7. А.Н. Лобаев, А.П. Силин // ФИАН 188, 53 (1988).
8. А.П. Силин // УФН т. 147, 485 (1985).

# Поляризационные и спектрально-пространственные свойства излучения в хиральных полупроводниковых наноструктурах

А.А. Максимов<sup>1\*</sup>, А.Б. Пещеренко<sup>1</sup>, И.И. Тартаковский<sup>1</sup>, В.Д. Кулаковский<sup>1</sup>,  
С. Schneider<sup>2</sup>, S. Höfling<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, г. Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup> Technische Physik, University of Würzburg, Am Hubland, D-97074, Würzburg, Germany.

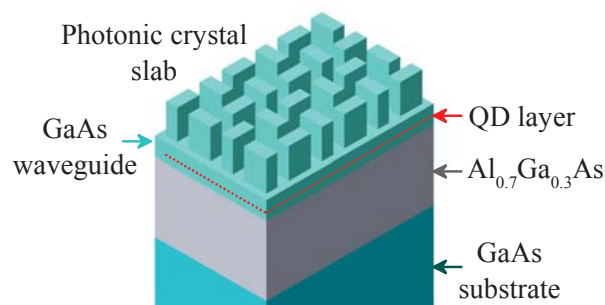
\* maksimov@issp.ac.ru

Экспериментально подробно исследованы спектральные поляризационные и пространственные свойства излучения слоя InAs квантовых точек, внедренных в планарные GaAs волноводы с верхним слоем, который представлял собой квадратную решетку хирального фотонного кристалла. Подробно изучалась дисперсия фотонных мод при исследованиях углового распределения излучения.

В настоящее время полупроводниковые технологии позволяют создавать искусственные материалы: фотонные кристаллы, микрорезонаторы, метаматериалы с весьма необычными оптическими свойствами. Оптическая активность таких материалов может значительно превышать оптическую активность естественных хиральных материалов, а спонтанное излучение, его интенсивность, направленность и степень поляризации зависит от локальной плотности электромагнитных мод в самой структуре, которой можно управлять на стадии изготовления. Наноструктуры на основе обычных ахиральных  $A^3B^5$  полупроводников, в которых неэквивалентность право- и лево-поляризованных электромагнитных мод возникает из-за общей хиральной симметрии системы, могут быть использованы для создания компактных источников циркулярно-поляризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля. Недавно фотолуминесценция с относительно невысокой степенью циркулярной поляризации до 26% наблюдалась в полупроводниковом GaAs/AlGaAs волноводе с хиральной наноструктурой на верхнем слое [1]. Значительно более сильная степень циркулярной поляризации излучения до ~80% была получена в планарном микрорезонаторе с хирально-модулированным верхним зеркалом [2].

## Методика эксперимента

В настоящей работе изучались эпитаксиальные хиральные структуры (рис. 1) на основе мембраны из



**Рис. 1.** Схематическое изображение GaAs хирального фотонного кристалла, волноводного слоя GaAs с квантовыми точками InAs и Al<sub>0.7</sub>Ga<sub>0.3</sub>As буферного слоя на подложке из GaAs.

GaAs толщиной 691 нм. Мембрана была выращена на 1 мкм AlGaAs буферном слое. В планарный GaAs волновод толщиной 263 нм был внедрен слой квантовых точек InAs. На верхнем слое структуры толщиной 429 нм были сформированы с помощью электронно-лучевой литографии и ионного травления квадратные решетки фотонных кристаллов из наностолбиков. Периоды исследованных фотонных кристаллов  $d$  изменялись от 759 до 1005 нм. Размер мез отдельных фотонных кристаллов составлял  $100 \times 100$  мкм<sup>2</sup>. Сечения наностолбиков представляли собой прямоугольники с соотношением сторон 1:2. Таким образом, при виде сверху, элементарная ячейка фотонного кристалла состояла из 4-х вытянутых прямоугольников GaAs, повернутых влево или вправо (см. вставку на рис. 2) на 90° относительно друг друга. Расстояние между прямоугольниками составляло величину  $d/5$ , а длины сторон



$d/5$  и  $2d/5$ , соответственно. Вся структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs. Образцы помещались в оптический гелиевый криостат при температуре 5 К. Фотолуминесценция квантовых точек, возбужденных He-Ne лазером, регистрировалась с угловым разрешением  $\sim 0.4^\circ$ , что обеспечивалось малой диафрагмой. Спектрально-поляризационные свойства излучения были подробно изучены ранее в работе [3], где было показано, что степень циркулярной поляризации фотолуминесценции в таких структурах может достигать значений очень близких к 1 (до 96%) в нулевом магнитном поле.

### Результаты и обсуждение

Спектральное положение линий фотолуминесценции квантовых точек InAs в исследованных фотонных кристаллах чрезвычайно чувствительно к углу регистрации по отношению к поверхности образца. Экспериментально с высоким угловым разрешением были измерены спектры фотолуминесценции при различных углах.

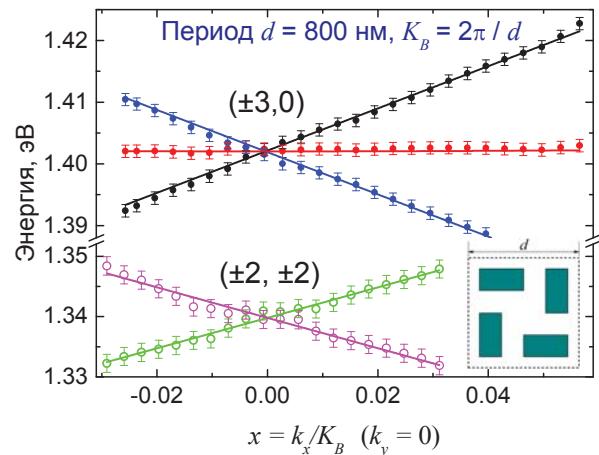
При наблюдении по нормали к поверхности спектральные линии люминесценции квантовых точек в исследованных образцах представляют собой Брэгговские резонансы, возникающие из «сложения» дисперсии световых мод GaAs волновода с периодически модулированной структурой в первую зону Бриллюэна двумерного фотонного кристалла с квадратной решеткой. Зависимость энергии излучения от угла наблюдения или от величины планарного импульса  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$  вблизи резонанса  $(i, j)$  выражается формулой [3]:

$$E_{i,j}(\mathbf{k}) = \sqrt{(k_x + i \cdot K_B)^2 + (k_y + j \cdot K_B)^2} \cdot \hbar c / n_{eff},$$

где Бриллюэновский импульс  $K_B = 2\pi/d$ ,  $d$  – период решетки кристалла,  $n_{eff}$  – показатель преломления,  $i$  и  $j$  – целые числа. На рис. 2 символами показаны спектральные положения линий, измеренных при различных углах излучения к поверхности образца, которые отвечали изменению компоненты планарного импульса  $k_x$  при  $k_y = 0$  вдоль направления  $\Gamma \rightarrow X$  зоны Бриллюэна фотонного кристалла с периодом 800 нм вблизи Брэгговских резонансов  $(\pm 2, \pm 2)$  и  $(\pm 3, 0)$ . Введя обозначение  $x = k_x/K_B$ , позиции линий излучения вблизи резонанса  $E_0(i, j)$  могут быть выражены с помощью функции  $f(x)$  с точностью до квадратичных по  $x$  членов в виде:

$$E_{i,j}(\mathbf{k}) - E_0(i, j) = f(x) \cdot 2\pi\hbar c / (d \cdot n_{eff}),$$

где функция  $f(x) = (\pm x + x^2/8) / \sqrt{2}$  описывает практически линейное поведение спектрального положения двух линий вблизи резонанса  $(\pm 2, \pm 2)$ . Вблизи резонанса  $(\pm 3, 0)$ , помимо двух линий с линейной дисперсией  $f(x) = \pm x$ , наблюдается также практически бездисперсионная мода с  $f(x) = x^2/6$ .



**Рис. 2.** Символами показаны экспериментально измеренные спектральные положения линий излучения вблизи Брэгговских резонансов  $(\pm 2, \pm 2)$  и  $(\pm 3, 0)$  фотонного кристалла с периодом 800 нм при изменении компоненты планарного импульса  $k_x$  при  $k_y = 0$  вдоль направления  $\Gamma \rightarrow X$  зоны Бриллюэна. Сплошными кривыми показаны результаты расчетных зависимостей.

Рассчитанные значения функций  $f(x)$ , описывающие наилучшим образом сразу все экспериментальные зависимости представлены на рис. 2 в виде сплошных кривых. Следует отметить, что наклоны линейных зависимостей вблизи Брэгговских резонансов  $(\pm 2, \pm 2)$  и  $(\pm 3, 0)$  отличаются от величины  $\sqrt{2}$  лишь на величину  $\sim 4\%$ , что можно объяснить частотной зависимостью величины  $n_{eff}$ .

*Работа частично поддержана проектами РФФИ № 16-02-00631 и № 16-29-03283.*

### Литература

1. K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai et al. // Physical Review Letters V. 106, 057402 (2011).
2. A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov et al. // Physical Review B, V. 89, 045316 (2014).
3. S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, A. A. Maksimov et al. // Physical Review B, V. 92, 205309 (2015).

# Молекулярно-пучковая эпитаксия структур InGaAs/InAlAs/AlAs для гетеробарьерных варакторов

Н.А. Малеев<sup>1,\*</sup>, В.А. Беляков<sup>2</sup>, А.П. Васильев<sup>3</sup>, М.А. Бобров<sup>1</sup>, С.А. Блохин<sup>1</sup>,  
М.М. Кулагина<sup>1</sup>, А.Г. Кузьменков<sup>3</sup>, В.Н. Неведомский<sup>1</sup>, Ю.А. Гусева<sup>1</sup>, С.Н. Малеев<sup>1</sup>,  
И.В. Ладенков<sup>2</sup>, Е.Л. Фефелова<sup>2</sup>, А.Г. Фефелов<sup>2</sup>, В.М. Устинов<sup>3</sup>

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

2 ОАО «НПП «Салют», ул. Ларина, 7, Нижний Новгород, 603950

3 НТЦ Микроэлектроники Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

\* maleev@beam.ioffe.ru

Представлены результаты исследований по оптимизации технологии молекулярно-пучковой эпитаксии структур InGaAs/InAlAs/AlAs для гетеробарьерных варакторов (ГБВ). Выбор температуры держателя подложки, скорости роста и соотношения потоков элементов III и V групп при синтезе отдельных областей гетероструктуры, толщина AlAs вставок и качество границ барьерных слоев оказывают существенное влияние на структурные и приборные характеристики ГБВ. Исследовано влияние преднамеренного рассогласования состава непосредственно примыкающих к гетеробарьеру тонких слоев InGaAs относительно значения, соответствующего постоянной решетки подложки InP.

Для создания эффективных твердотельных источников диапазона частот от сотен ГГц до 1 ТГц успешно используются многокаскадные умножители частоты на основе, включенных по балансной схеме диодов Шоттки планарной геометрии с несколькими анодами [1,2]. В качестве возможной альтернативы рассматриваются гетеробарьерные варакторные диоды (ГБВ, heterostructure barrier varactors - HBV) [3], имеющие симметричную форму вольт-фарадной характеристики (ВФХ), что позволяет реализовать эффективные утроители частоты [4]. Лучшие результаты для умножителей на основе ГБВ достигнуты с использованием выращенных на подложках InP гетероструктур с несколькими последовательно расположенными барьерными слоями  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{AlAs}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  в матрице  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Барьерные слои, расположенные между легированными n-типом слоями узкозонного материала, создают потенциальные барьеры для электронов в зоне проводимости, с одной стороны от которых при приложенном внешнем напряжении происходит накопление электронов, а с другой формируется обедненная область, барьерная емкость которой уменьшается по мере роста приложенного напряжения. Величина допустимого размаха амплитуды входного сигнала умножителя на основе ГБВ ограничена токами утечки через барьерные слои. По результатам моделирования в работе [5] для эффективного подавления туннельных токов утечки было предложено использовать в качестве оптимальной структуру барьерных слоев 8 нм  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/3$  нм AlAs /8 нм  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ . Из результатов экспериментальных исследований следует, что при указанной толщине AlAs вставок об-

щая оптимальная толщина барьерного слоя лежит в диапазоне 10-14 нм [6], что несколько меньше предсказанного моделью значения.

В настоящей работе представлены результаты исследований по оптимизации технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) структур ГБВ в системе материалов InGaAs/InAlAs/AlAs.

Эпитаксиальные структуры для ГБВ выращивались методом МПЭ в установке Riber Compact 21 на полуизолирующих подложках InP диаметром 50,8 мм с кристаллографической ориентацией (001) и содержали три барьерных слоя InAlAs/AlAs/InAlAs с толщиной AlAs вставок от 1,5 до 2,5 нм. Общая конструкция гетероструктур аналогична использованной в работе [4]. Структурные характеристики выращенных образцов исследовались методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии (HR XRD), сканирующей электронной микроскопии с локальным травлением ионным пучком и просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ), количество и распределение поверхностных дефектов анализировались с использованием рассеяния лазерного излучения на установке SurfScan. Из выращенных гетероструктур были изготовлены наборы тестовых диодов с разной площадью барьерного контакта, для которых измерялись ВФХ и вольт-амперные характеристики (ВАХ). Рабочие образцы ГБВ со встречным включением двух меза-структур были реализованы в конструкции с балочными выводами и апробированы в составе умножителя частоты W-диапазона. Для обеспечения согласования постоянных решетки эпитаксиальных слоев InGaAs и InAlAs с подложкой InP проводились предварительные калибровки с использованием HR XRD. Калибровки осу-

ществлялись таким образом, чтобы точное согласование постоянных решетки слоев и подложки обеспечивалось при рабочей температуре держателя подложки в ходе эпитаксиального процесса. При таком подходе удается надежно обеспечить требуемую точность согласования слоев на всем протяжении эпитаксиального процесса, относительно большая длительность которого обусловлена необходимостью формирования толстого сильно легированного буферного слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  толщиной около 1.5 мкм. Выбор температуры подложки (~480-500 °C), скоростей роста  $\text{InGaAs}$  и  $\text{InAlAs}$  и соотношения потоков элементов III и V групп (~1:5) определяется компромиссом между оптимальными условиями для получения хорошей морфологии слоев, точностью контроля содержания In и возможностью прецизионного контроля интерфейсов. Важность тщательного контроля параметров эпитаксиального процесса наглядно демонстрируют результаты исследований поверхности выращенных гетероструктур ГБВ на установке SurfScan. Например, при температуре подложки на 20-30°C выше оптимальной, области с высокой шероховатости поверхности занимают около 60% от общей площади образца, а при оптимальной температуре области с шероховатой поверхностью располагаются у самых краев подложки и занимают не более 10% от общей площади. Высокое структурное совершенство и планарность гетерограниц для выращенных в оптимизированных условиях структур ГБВ подтверждается результатами исследований методом ТЕМ (рис. 1).

Была выращена серия гетероструктур с толщиной AlAs вставок от 1,5 до 2,5 нм. Результаты измерений ВФХ для тестовых диодов демонстрируют высокую (не хуже  $\pm 3\%$ ) воспроизводимость абсолютной величины удельной барьерной емкости и симметричной формы ВФХ при отношении значений барьерной емкости при напряжениях 0В и 7 В около пяти [7].

Отдельно исследовалось влияние преднамеренного рассогласования состава непосредственно примыкающих к  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{AlAs}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  гетеробарьеру тонких (~5 нм) слоев  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  относительно значения  $x=0.53$ , соответствующего постоянной решетки подложки InP. Обнаружено, что при одинаковой толщине AlAs вставок 2 нм уровень тока утечки 0.5 А/см<sup>2</sup> при использовании тонких слоев  $\text{In}_{0.565}\text{Ga}_{0.435}\text{As}$  достигается при напряжении 8В, что на два вольта выше, чем для структур с полностью решеточно-согласованными слоями  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Для выращенных структур с толщиной AlAs вставок 2.5 нм при использовании тонких слоев  $\text{In}_{0.565}\text{Ga}_{0.435}\text{As}$  плотность тока утечки соответствует лучшим опубликованным значениям для трехбарьерных структур ГБВ с номинальной толщиной AlAs вставок 3 нм [4].

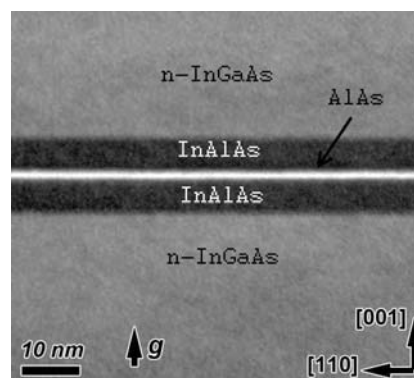


Рис. 1. ТЕМ-изображение единичного барьерного слоя  $\text{InAlAs}/\text{AlAs}/\text{InAlAs}$  структуры ГБВ.

Возможность использования более тонких AlAs вставок приводит к уменьшению общего уровня механических напряжений в структуре ГБВ и снижению требований к точности поддержания решеточно-согласованных составов  $\text{InAlAs}$  и  $\text{InGaAs}$ .

На основе выращенных гетероструктур были изготовлены планарные ГБВ в интегральном исполнении с двумя последовательно включенными диодными меза-структурами с размерами контактов 6x80 мкм, каждая из которых содержит по три барьерных слоя, соединенными через сильно легированный  $\text{InGaAs}$  буферный слой. Созданный на их основе умножитель частоты обеспечивает утроение частоты сигнала 8 мм диапазона с непрерывной входной мощностью до 700 мВт в непрерывном и до 1,2 Вт в импульсном режимах при эффективности преобразования выше 11% в полосе частот 2%.

*Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ 16-29-03346 офу-м.*

## Литература

1. N.R. Erickson, High efficiency submillimeter frequency multipliers // in Proc, IEEE MTT-S International, 1301 (1990)
2. J.L. Hesler, T. Crowe, High-power solid-state terahertz sources, SPIE Newsroom, 10.1117 / 2.1201506.005859, 2015.
3. A. Rydberg, H. Grönqvist, E. Kollberg // IEEE Electron Device Letters, №11, 373 (1990)
4. A. Malko, T. Bryllert, J. Vukusic, J. Stake, High efficiency and broad-band operation of monolithically integrated W-band HBV frequency tripler, 24th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Santa Barbara, USA, 2012, P. 92-94
5. Y. Fu, J. Stake, L. Dillner, M. Willander, E.L. Kollberg // J. Appl. Phys., V.82, 5568 (1997)
6. T. A. Emadi, T. Bryllert, M. Sadeghi, J. Vukusic, J. Stake // Appl. Phys. Lett., V.90, 012108 (2007)
7. Н.А.Малеев, В.А.Беляков, А.П.Васильев и др. Электроника и микроэлектроника СВЧ. V Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, 30 мая–2 июня 2016, Сборник статей, т. 1, с. 68-72.

# Спектр шума туннельного тока примесного состояния при наличии электрон-фононного взаимодействия

В.Н. Манцевич<sup>1</sup>, Н.С. Маслова<sup>1</sup>, П.И. Арсеев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы 1/2, Москва.

<sup>2</sup> ФИАН имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва

e-mail: vmantsev@gmail.com

Исследована спектральная плотность шума туннельного тока, протекающего через примесное состояние с одним уровнем, при наличии электрон-фононного взаимодействия. Показано, что квантовая природа процессов туннелирования приводит к значительному отличию Фано фактора от пуассоновского предела как при наличии, так и в отсутствии неупругих процессов. Промонстрирована связь квантового шума в туннельном контакте с процессами испускания света.

## Введение

Туннельные контакты сверхмалых размеров открывают широкие возможности для анализа особенностей электронного транспорта таких как: отрицательная туннельная проводимость, подавление низкочастотного шума, многократное перераспределение заряда, формирование инверсной заселенности и влияние межчастичного взаимодействия на проводимость и шумовые характеристики. Электронные приборы сверхмалых размеров демонстрируют необычные равновесные и неравновесные шумовые характеристики в широком диапазоне частот. Однако, основное внимание было сконцентрировано на исследованиях низкочастотной составляющей шума, которая присутствует во всех видах электронных приборов и позволяет получать информацию о механизмах электронного транспорта. Большинство теоретических работ посвящены исследованиям характеристик туннельного тока при неупругом туннелировании через промежуточную систему. Исследования низкочастотного шума в основном проводятся для случая нулевой частоты, таким образом проблема анализа спектральной плотности шума туннельного тока в широком диапазоне частот при наличии электрон-фононного взаимодействия представляет в настоящее время значительный интерес.

## Основные результаты

Исследованы процессы туннелирования через локализованное состояние в отсутствии и при нали-

чии электрон-фононного взаимодействия. Гамильтониан системы имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{тун}},$$

где

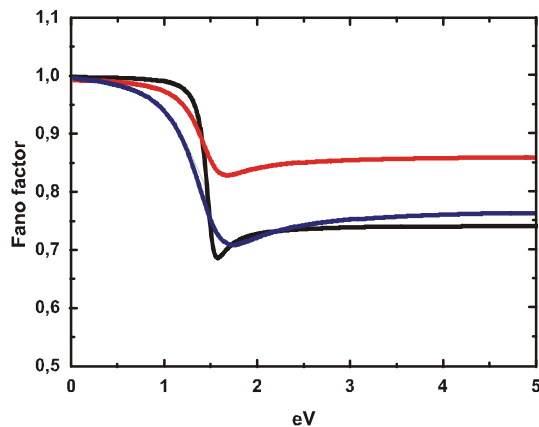
$\hat{H}_0 = \varepsilon \cdot d^+ d + \sum_k \varepsilon_k c_k^+ c_k + \sum_p (\varepsilon_p - eV) c_p^+ c_p$ ,  
 $c_{k(p)}^+ / c_{k(p)}$  – операторы рождения/уничтожения электронов в берегах туннельного контакта,  $d^+ / d$  – операторы рождения/уничтожения электронов на локализованном уровне энергии  $\varepsilon$ . Туннельный Гамильтониан при наличии электрон-фононного взаимодействия в самом общем виде можно записать:

$$\hat{H}_{\text{тун}} = \sum_k [T_k (c_k^+ d + d^+ c_k) + g T_k (b^+ + b)(c_k^+ d + d^+ c_k) + \lambda (b - b^+) (c_k^+ d - d^+ c_k)] + (k \leftrightarrow p)$$

где  $T_{k(p)}$  – амплитуды туннельных переходов между примесным состоянием и берегами туннельного контакта, операторы  $b^+ / b$  описывают рождение/уничтожение фононов с частотой  $\omega_0$ , а константа  $g$  описывает электрон-фононное взаимодействие. Параметр  $\lambda$  соответствует адиабатическому изменению расстояния между атомами в молекуле.

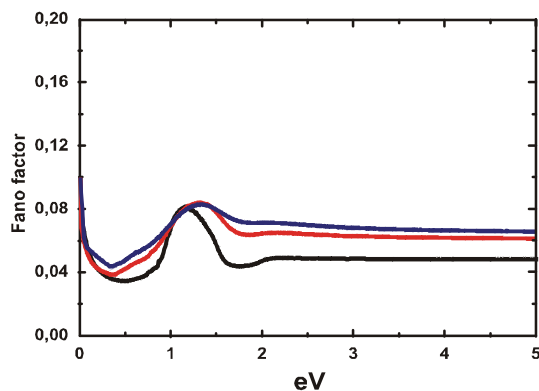
На рис. 1 показано поведение Фано фактора без учета электрон-фононного взаимодействия. В области малых напряжений на туннельном контакте значение Фано фактора близко к единице  $F=1$ . В области высоких напряжений на туннельном контакте величина Фано фактора резко уменьшается и стремится к 3/4 для случая симметричного туннельного контакта. Наименьшее значение Фано

фактора соответствует резонансному случаю ( $eV = \varepsilon$ ) и симметричному туннельному контакту.



**Рис. 1.** Зависимость Фано фактора от напряжения без учета наличия в системе электрон-фононного взаимодействия. Черная кривая  $\varepsilon / \gamma_k = 30; \gamma_k = 1; \gamma_p / \gamma_k = 1$ ; красная кривая  $\varepsilon / \gamma_k = 30; \gamma_k = 1; \gamma_p / \gamma_k = 4$ ; синяя кривая  $\varepsilon / \gamma_k = 10; \gamma_k = 1; \gamma_p / \gamma_k = 1.3$ .

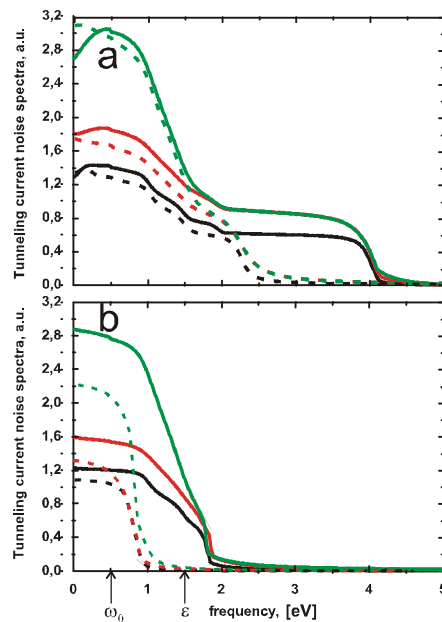
Дополнительный вклад в Фано фактор, обусловленный наличием электрон-фононного взаимодействия, приведен на рис. 2. Учет электрон-фононного взаимодействия приводит к незначительному возрастанию Фано фактора и сказывается на появлении тонкой структуры [1]. Наличие провалов соответствует возрастанию туннельного тока.



**Рис. 2.** Зависимость дополнительного вклада в Фано фактор от напряжения, обусловленного наличием в системе электрон-фононного взаимодействия. Черная кривая  $\varepsilon / \gamma_k = 30; \gamma_k = 1; \gamma_p / \gamma_k = 1$ ; красная кривая  $\varepsilon / \gamma_k = 30; \gamma_k = 1; \gamma_p / \gamma_k = 4$ ; синяя кривая  $\varepsilon / \gamma_k = 10; \gamma_k = 1; \gamma_p / \gamma_k = 1.3$ . Для всех кривых  $\omega_0 / \gamma_k = 10; g / \gamma_k = 7$ .

Спектральная плотность шума туннельного тока при наличии электрон-фононного взаимодействия приведена на рис. 3. Полученные результаты демонстрируют, что край спектральной плотности шума туннельного тока смещается на величину фононной частоты по сравнению со случаем, когда

электрон-фононное взаимодействие в системе отсутствует.



**Рис. 3.** Зависимость спектральной плотности шума туннельного тока от напряжения при наличии в системе электрон-фононного взаимодействия. Черные кривые  $\gamma_k = 1; \gamma_p / \gamma_k = 1$ ; красные кривые  $\gamma_k = 1; \gamma_p / \gamma_k = 3$ ; синие кривые  $\gamma_k = 1; \gamma_p / \gamma_k = 0.3$ . Для всех кривых  $\varepsilon / \gamma_k = 30; \omega_0 / \gamma_k = 10; g / \gamma_k = 7$ . а)  $eV / \gamma_k = 70$  – сплошные кривые,  $eV / \gamma_k = 35$  – пунктирные кривые. б)  $eV / \gamma_k = 26$  – сплошные кривые,  $eV / \gamma_k = 6$  – пунктирные кривые.

В случае, когда величина напряжения на туннельном контакте превосходит фононную частоту и величину уровня энергии примесного состояния, в спектральной плотности туннельного тока формируются дополнительные особенности. В зависимости от величины приложенного напряжения таких особенностей может быть три, две или одна (см. рис. 3) [2].

Таким образом, обнаружено отклонение Фано фактора от пуассоновского предела. Показано, что форма спектральной плотности шума туннельного тока определяется величиной приложенного к туннельному контакту напряжения и соотношением между величиной напряжения и параметрами исследуемой системы.

*Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ для молодых ученых № МД -4550-2016.2*

### Литература

1 N.S. Maslova et al. // JETP, 123(5), 882, 2016.  
2. N.S. Maslova et al. // Solid State Comm., 241, 20, 2016.

# Лазерные гетероструктуры AlGaAs/GaAs для полупроводниковых излучателей с КПД до 70%

**А.А. Мармалюк\*, А.И. Данилов, Ю.В. Курнякo, М.А. Ладугин, А.В. Лобинцов, А.А. Падалица, А.В. Подкопаев, С.М. Сапожников, К.Ю. Телегин, М.Б. Успенский**

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, корп. 1, Москва, 117342.

\* almarm@mail.ru

В работе показано, что целенаправленный выбор параметров гетероструктуры и условий ее формирования позволяют повысить внутреннюю и внешнюю дифференциальную квантовую эффективность на 5 – 15 %, снизить рабочее напряжение на 5 – 10 %, увеличить коэффициент полезного действия линеек лазерных диодов спектрального диапазона 800 – 810 нм, работающих в квазинепрерывном режиме накачки (200 мкс, 20 Гц), до 65 – 70 %, а решеток лазерных диодов – до 55 – 61 %.

## Введение

Последние тенденции развития приборов на основе твердотельных лазеров связаны с повышением эффективности их работы, благодаря переходу от ламповой накачки активных сред к накачке полупроводниковыми лазерами. Высокий коэффициент полезного действия, возможность точной подстройки длины волны под полосу поглощения, миниатюрность и повышенная надежность работы полупроводниковых лазеров позволяют существенно улучшить выходные характеристики твердотельных лазеров и расширить области их практического применения. При этом наиболее важной и сложной задачей является достижения максимально возможного коэффициента полезного действия линеек и решеток лазерных диодов (ЛД), основных элементов систем полупроводниковой накачки.

Настоящая работа направлена на выбор конструкции и технологии получения эпитаксиальных гетероструктур на основе AlGaAs/GaAs, обеспечивающих возможность создания линеек и решеток ЛД с повышенным КПД.

## Описание эксперимента

Лазерные квантоворазмерные гетероструктуры раздельного ограничения AlGaAs/GaAs формировались методом МОС-гидридной эпитаксии. Ширина волновода варьировалась в пределах 0.2 – 0.5 мкм. Активная область состояла из одной квантовой ямы (КЯ) AlGaAs, AlGaInAs или GaAsP. Из полученных гетероструктур изготавливались ЛД с полосковым контактом шириной 100 мкм и длиной резонатора 1000 – 2000 мкм. На грани резонатора

наносились просветляющие и отражающие покрытия с  $R_1 \sim 0.05$  и  $R_2 \sim 0.95$ . Из полученных ЛД формировались линейки ЛД длиной 5 и 10 мм и решетки ЛД размером 5 мм x 10 мм. Указанные кристаллы собирались на медный теплоотвод и изучались их выходные характеристики в квазинепрерывном режиме работы (длительность импульсов – 200 мкс, частота повторения – 20 Гц).

## Обсуждение результатов

Для решения задачи создания мощных ЛД хорошо зарекомендовал себя подход по использованию гетероструктур с расширенными волноводами для снижения внутренних оптических потерь. Так, показано повышение выходной мощности с использованием указанных гетероструктур в ЛД, излучающих на длинах волн 800-850 нм [1], 940-1060 нм [2] и 1500-1600 нм [3]. Вместе с тем, в ряде работ показано, что в приборах со значительным тепловыделением начинают получать преимущества лазеры с узким волноводом, который способствует снижению последовательного и теплового сопротивления, играющих ключевую роль в таких излучателях. Действенность такого подхода продемонстрирована при создании ЛД с длиной волны излучения 800-810 нм, предназначенных для накачки твердотельных лазеров на основе YAG:Nd [4]. В данной работе использовались гетероструктуры с узкими волноводами шириной 0.2 – 0.5 мкм. Сужение волновода обеспечивает лучший отвод тепла от активной области и способствует повышению выходной мощности.

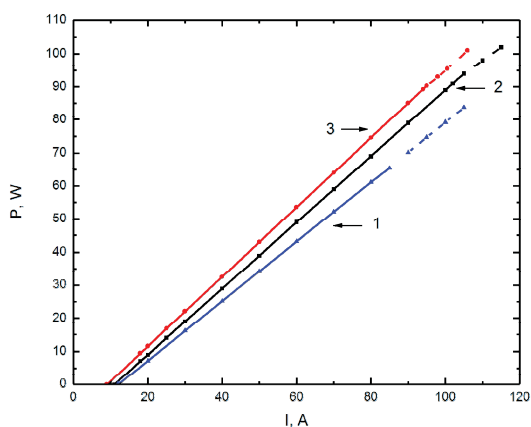


Рис. 1. ВтАХ линеек ЛД с различной глубиной КЯ (увеличивается в ряду 1-2-3).

Однако применение узкого волновода приводит к тому, что значительная часть электромагнитного излучения распространяется по легированным эмиттерным слоям и обуславливает повышенный уровень внутренних оптических потерь. В данной работе использовано профильное легирование эмиттерных слоев для снижения внутренних оптических потерь.

Установлено, что повышение энергетической глубины КЯ снижает выброс носителей в волновод при высоких уровнях накачки и способствует повышению квантовой эффективности ЛД. Рис. 1 демонстрирует семейство ВтАХ для линеек ЛД, созданных на основе гетероструктур с различной глубиной КЯ.

Изучено влияние вида материала КЯ на выходные характеристики ЛД. В частности, показано, что использование в качестве активной области ЛД напряженных КЯ, не содержащих в своем составе Al, способствует повышению выходной мощности. Очевидной причиной является высокое сродство Al к O, который образует в полупроводниковых материалах центры безызлучательной рекомбинации.

Комплексное применение описанных подходов позволило создать гетероструктуры, позволившие повысить внутреннюю и внешнюю дифференциальную квантовую эффективность на 5 – 15 %, снизить рабочее напряжение на 5 – 10 %, увеличить коэффициент полезного действия линеек лазерных диодов спектрального диапазона 800 – 810 нм, ра-

ботающих в квазинепрерывном режиме накачки (200 мкс, 20 Гц), до 65 – 70 %, а решеток лазерных диодов – до 55 – 61 %.

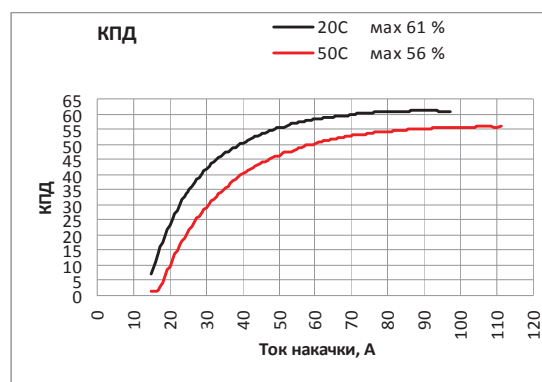


Рис. 2. КПД решетки ЛД при комнатной и повышенной температуре.

В качестве примера на рис.2 представлены зависимости КПД от тока накачки решетки ЛД размером 5 мм x 10 мм, измеренные при температурах 25°C и 50°C. Видно, что даже на повышенной температуре решетка ЛД демонстрирует КПД свыше 55 %.

Данная решетка ЛД характеризуется выходной мощностью 2.5 кВт в квазинепрерывном режиме работы при токе накачки 95 А.

Представленный подход представляет интерес при создании гетероструктур для мощных полупроводниковых излучателей, используемых в системах высокоэффективной диодной накачки твердотельных лазеров.

## Литература

1. А.Ю. Андреев, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий и др. // ФТП 40, 628 (2006).
2. П.В. Булаев, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий и др. // ФТП 36, 1144 (2002).
3. Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко и др. // Письма в ЖТФ 26, 40 (2000).
4. А.А. Мармалюк, М.А. Ладугин, А.Ю. Андреев и др. // Квант. электрон. 43, 895 (2013).

# Энергетический спектр квантовых ям HgTe: эксперимент-vs-теория

Г.М. Миньков<sup>1,5\*</sup>, В.Я. Алешкин<sup>2,\*</sup>, А.А. Шерстобитов<sup>1,5</sup>, О.Э. Рут<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3,4</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3,4</sup>

1 Институт естественных наук, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

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

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

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

5 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской 18, Екатеринбург, 620990

\*grigori.minkov@urfu.ru@mail.ru

Экспериментально исследованы осцилляции Шубникова де Газа (ШДГ) дырок в структурах с квантовыми ямами HgTe толщиной 8-20 нм в широком диапазоне концентраций. Показано, что учет interface inversion asymmetry и размытость одной из стенок квантовой ямы принципиально важны при описании спектра валентной зоны в квантовых ямах HgTe в рамках kP-метода.

## Введение

Квантовые ямы на основе бесщелевого полупроводника HgTe обладают уникальным энергетическим спектром электронов и дырок, который радикально зависит от толщины квантовой ямы  $d$ : нормальный при  $d < d_c$ , линейный (диракоподобный) при  $d = d_c$ , инвертированный при  $d > d_c$  и, наконец, полуметаллический при  $d > (12-14)$  нм, где  $d_c = 6.3$  нм. Поскольку большинство физических явлений: транспортных, магнотранспортных, оптических и др. существенно зависят от энергетического спектра, то знание энергетического спектра необходимо для надежной интерпретации все экспериментальных данных. Теоретически, в рамках kP-метода, он изучался во многих работах, в различных приближениях, начиная с 1990 г. [1]. Экспериментально, несмотря на многочисленные работы, последовательного изучения и сопоставления с теоретическими расчетами проведено не было. Особенно это относится к спектру валентной зоны в квантовых ямах с  $d > 8$  нм, когда потолок валентной зоны смещается из точки  $k = 0$  и при фиксированной энергии существуют 4 несвязанных изоэнергетических контура. Для примера, на рис. 1, в приведены изоэнергетические контуры валентной зоны для квантовой ямы 8.3 нм. К настоящему времени имеется лишь несколько экспериментальных работ, в которых спектр валентной зоны при  $d > 8$  нм изучался экспериментально (по циклотронному резонансу и по осцилляциям Шубникова де Газа (ШДГ) [2]). Полученные экспериментальные результаты принципиально не согласуются со спек-

тром, рассчитанным теоретически в рамках 8-зонной kP-модели по кратности вырождения уровней Ландау.

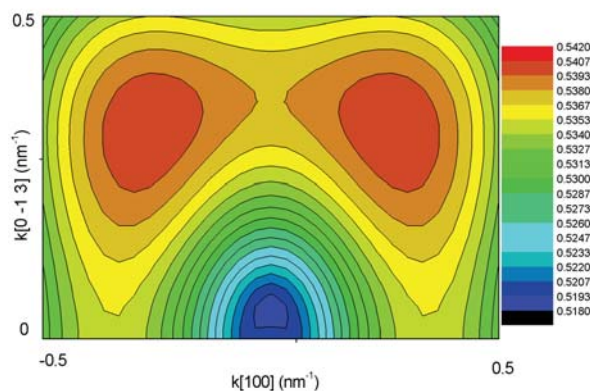


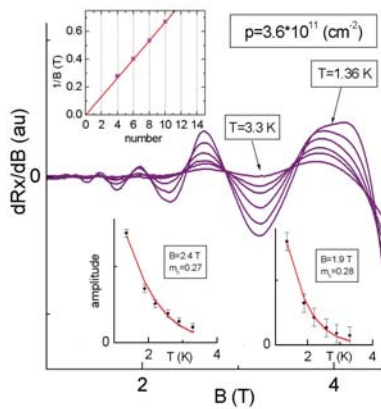
Рис. 1. Изоэнергетические контуры валентной зоны симметричной квантовой ямы толщиной 8.3 нм.

## Результаты и обсуждение

В настоящей работе исследованы осцилляции ШДГ в структурах  $20 \text{ нм} > d > 8 \text{ нм}$ , в диапазоне температур (1.4 – 4) К, при концентрации дырок от  $(1.5 - 5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . все структуры имели полевой электрод, что позволяло изменять концентрацию дырок на величину  $\pm 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Для примера, на рис. 2 приведены осциллирующие составляющие магнитосопротивления, измеренные при различных температурах, в структуре с ямой 8.3 нм, при концентрации дырок  $p_H = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

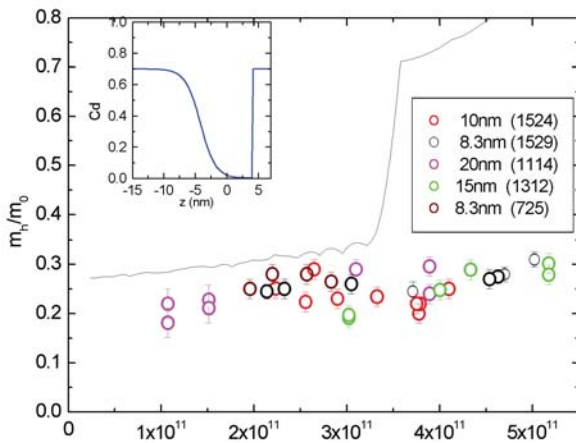


Приведенные зависимости показывают, что:  
 а) кратность вырождения уровней Ландау равна 2;  
 б) холловская концентрация равна концентрации,



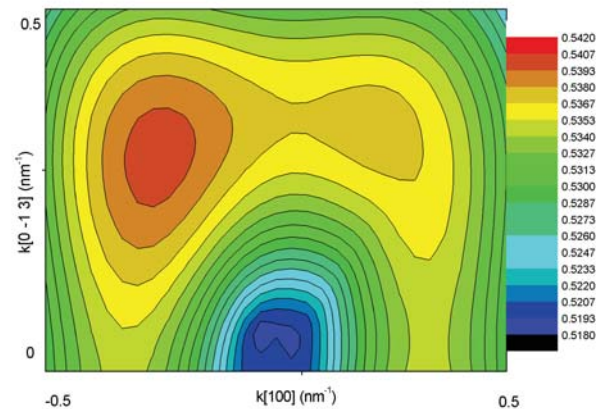
**Рис. 2.** Осциллирующие составляющие магнитосопротивления при температурах от 1.4 до 3.3 К. На верхней вставке: точки – значения  $1/H_n$  максимумов  $R_{xx}$  как функция номера  $n$ ; прямая –  $(e/h)n/p_n$ . Нижние вставки – температурные зависимости амплитуды осцилляций при двух значениях поля (точки) и теоретические зависимости (линии).

найденной из осцилляций ШдГ; в) температурная зависимость амплитуды хорошо описывается формулой Лифшица-Косевича (ЛК) и дает массу дырок  $m_h = (0.26-0.28) m_0$ . Результаты таких измерений, на 5 структурах с разной шириной ямы приведены на рис. 3.



**Рис. 3.** Экспериментальные значения эффективной массы дырок в квантовых ямах различной толщины (точки). Линия – теоретическая зависимость (см. текст), полученная для ямы, форма которой приведена на вставке.

Видно, что во всех структурах  $m_h \cong 0.25m_0$ , несколько возрастающая с ростом концентрации. Эти результаты можно согласовать с кР-расчетом если учесть два фактора: interface inversion asymmetry и размытость одной из стенок квантовой ямы. Результаты такого расчета для ямы, форма которой приведена на вставке рис. 3, приведены на рис. 3, 4.



**Рис. 4.** Изоэнергетические контуры валентной зоны квантовой ямы с эффективной толщиной 8.3 нм, форма которой приведена на вставке рис. 3.

Таким образом, учет interface inversion asymmetry и размытость одной из стенок квантовой ямы принципиально важен при описании спектра валентной зоны в квантовых ямах HgTe.

*Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-02-02072 и 16-02-00516.*

### Литература

1. L.G. Gerchikov and A. Subashiev // Phys. Stat. Sol. (b) 160, 443 (1990), B.A. Bernevig, T.L. Hughes, and S.-C. Zhang // Science 314, 1757 (2006), S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon, E.L. Ivchenko, J.-W. Luo, and A. Zunger // Phys. Rev. B 91, 081302 (2015).
2. D.A. Kozlov et al. // JETP Lett. 93, 170 (2011)], Z.D. Kvon, et al. // JETP Letters 94, 816 (2011)], G.M. Minkov et al. // Phys. Rev. B 88, 155306 (2013).

# Особенности МЛЭ роста волноводных структур с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe

Н.Н. Михайлов<sup>1,2,\*</sup>, С.А. Дворецкий<sup>1,3,\*</sup>, Д.Г. Икусов<sup>1</sup>, В.Г. Ремесник<sup>1</sup>, В.А. Швец<sup>1,2</sup>, И.Н. Ужаков<sup>1</sup>, С.В. Морозов<sup>4</sup>, В.В. Гавриленко<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова д. 2, Новосибирск, 630090.

<sup>3</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

<sup>4</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д.7, Нижний Новгород, 607680

\*mikhailov@isp.nsc.ru

В работе рассмотрены конструктивные изменения технологического фланца для выращивания лазерных волноводных структур с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe в едином технологическом процессе. Получена экспериментальная зависимость длины волны стимулированного излучения от толщины HgTe квантовых ям.

## Введение

В настоящее время существует потребность в создании источников лазерного излучения в дальней ИК области. Существует область длин волн от 24-60 мкм, где лазеры (в том числе и каскадные), создаваемые на основе полупроводниковых соединений  $A_3B_5$  не работают из-за сильного фононного поглощения [1,2]. Ранее авторами были предложены варианты гетероструктур на основе твердых растворов CdHgTe с квантовыми ямами HgTe. Однако воспроизводимое выращивание таких структур - сложная технологическая и физическая задача. В данной работе рассматриваются как конструктивные особенности изменения технологической оснастки, так и особенности технологического процесса выращивания и волноводных структур (твердые растворы  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с молярным содержанием теллурида кадмия  $X_{CdTe} \approx 0.65$ ) и HgTe квантовых ям.

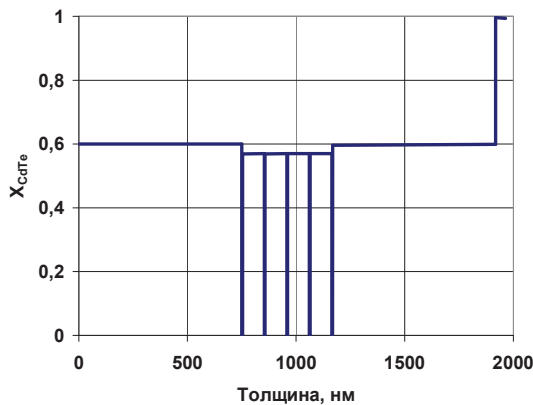
## Результаты и обсуждение.

Эксперименты по выращиванию лазерных структур проводилось на установке молекулярно-лучевой эпитаксии "Обь-М", разработанной и изготовленной в ИФП СО РАН. В основе технологического процесса использовались наработки и представления полученные в институте за последнее десятилетие и описанные в работах [3,4,5]. В камере подготовки подложек проводился термический отжиг предварительно химически травленной подложки (013) GaAs, для получения атомарно чистой и гладкой поверхности. Затем в камере роста буферных слоев выращивались слои ZnTe и CdTe толщиной ~50 нм и 10 мкм, соответственно. Для роста использовались эффузионный источник типа

Кнудсенна для создания потока молекул  $Te_2$  и соответственно расположенные кольцевые источники Zn и Cd для получения высокой однородности слоев на подложках диаметром до 76 мм. Далее осуществлялся рост лазерных структур в модуле КРТ. Для структур толщиной несколько микрон, отработаны режимы роста, обеспечивающие скорости роста  $\leq 3,5$  мкм/час. Для того, чтобы выращивать КЯ толщиной 3,5÷6,5 нм и размытием стенок менее 0,1 нм, необходимы скорости роста как минимум на 2 порядка меньше. Из-за того, что в модуле роста КРТ отсутствовала система перекрытия потока кадмия, требовалась перестройка режимов роста для роста волноводов и КЯ, что не позволяло уверенно выращивать требуемые структуры в едином технологическом процессе. Нами была модифицирована система технологической оснастки: вместо кольцевого источника потока кадмия, мы установили аналогичный по геометрическим размерам формирователь потока кадмия, пары в который подаются по паропроводу из источника кадмия расположенному вне ростовой камеры. На пути из источника паров установлен металлический затвор, управляемый по программе от шагового двигателя, отсекающий поток кадмия в паропровод из источника. Данные конструктивные изменения позволили сохранить однородность распределения состава и толщины по площади подложки и появилась новая возможность управления потоком кадмия за счет изменения положения затвора. Поэтому появилась возможность проведения выращивания лазерных структур без остановки технологического процесса

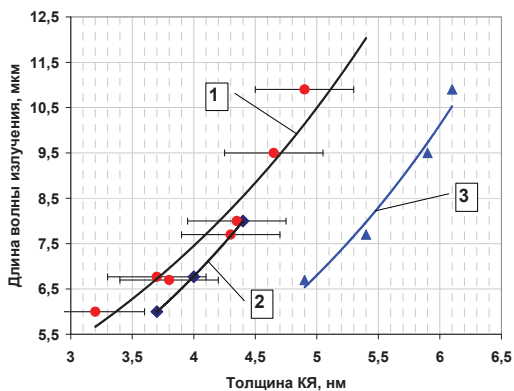
Типичный дизайн необходимой структуры показан на рис. 1. Видно, что структура состоит из несколь-

ких частей: волноводных с составом  $X_{\text{CdTe}} \approx 0.65$ ; излучающих состоящих из 5 HgTe КЯ, разделенных



**Рис. 1.** Зависимость состава твердого раствора от толщины лазерной структуры.

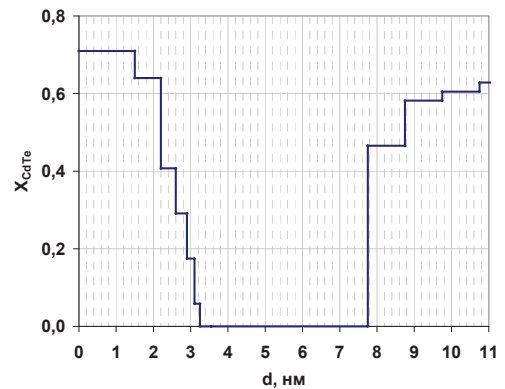
широкозонными слоями состава  $X_{\text{CdTe}} \approx 0.65$ , толщиной около 100 нм и защитным покрытием из CdTe толщиной 50 нм. Для получения оптимальной с точки зрения излучения структуры необходимые определенные толщины волноводов, как перед ямами, так и после, а так же толщины HgTe КЯ. Толщины варьируются в зависимости от длины волны ожидаемого излучения в интервалах  $0,7 \div 4$  мкм,  $1,5 \div 4$  мкм,  $3,5 \div 6,5$  нм соответственно для изменения длины волны излучения от  $6 \div 25$  мкм.



**Рис. 2.** Зависимость длины волны стимулированного излучения от толщины HgTe КЯ. 1 - расчет толщины квантовых ям из in situ эллипсометрических измерений. 2,3 – расчет по скорости роста и времени закрытия источника потока кадмия.

Нами были выращены 2 серии структур с различной толщиной квантовых ям ( $d_{\text{HgTe}}$ ) и измерены спектры стимулированного излучения ( $\lambda$ ) полученные при температуре жидкого гелия. Результаты измерений представлены на рис. 2. Скорость роста для структур была  $\approx 0,14$  нм/с. Перед ростом КЯ

проводилась дополнительная калибровка скорости роста при выращивании ступеньки на широкозонной обкладке. Из рисунка видно, что наблюдается различие в зависимости  $\lambda(d_{\text{HgTe}})$ . Это связано с тем, что не смотря на большую скорость закрытия затвора, паропровод и формирователь потока кадмия работают как “ресивер”. Это приводит к тому, что изменяется профиль HgTe ямы. Профиль, рассчитанный методом эффективной подложки из эллипсометрических измерений [3] показан на рис. 3.



**Рис. 3.** Профиль изменения состава при росте HgTe КЯ, рассчитанный из in situ эллипсометрических измерений.

Видно, что при закрытии затвора наблюдается “размытие” стенки HgTe КЯ. Величина размытия зависит от условий выращивания. Был произведен расчет толщины КЯ из эллипсометрических измерений и результаты расчета представлены на рис. 2, кривая 1. В этом случае наблюдается хорошая корреляция длины волны стимулированного излучения от толщины HgTe КЯ. ПАВ.

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты № 15-52-16017 и № 15-52-16008) и программой Volkswagen Stiftung.*

## Литература

1. S. Kumar// IEEE J. Sel. Topic Qwantum. Electron, Vol.17, 38 (2011).
2. S. Fathololoumi, E. Dupont et al.// Opt. Express, Vol. 20, 3866 (2012).
3. В.А. Швец, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов// Автометрия, т. 47, №5, 13 (2011).
4. V.V. Vasiliev, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov et al. // INTECH, 174 (2012)
5. Yu.G. Sidorov, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov et al. // Advances in Semiconductor Nanostructures, Elsevier 297 (2017).

# Инверсия носителей заряда в графене в терагерцевом диапазоне при накачке графена оптическими плазмонами

И.М. Моисеенко<sup>1\*</sup>, М.Ю. Морозов<sup>2</sup>, В.В. Попов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012. <sup>2</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

\*MoiseenkoIM@yandex.ru

Теоретически исследован метод диффузионной накачки графена плазменными волнами (плазмонами) оптического диапазона частот. Показано, что метод накачки графена оптическими плазмонами позволяет снизить на 25% величину мощности накачки, необходимую для достижения максимальной отрицательной терагерцевой проводимости графена по сравнению с диффузионной накачкой графена.

## Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон частот представляет большой интерес для современной фотоники [1,2], поэтому создание ТГц усилителей и генераторов представляет собой актуальную задачу. Основой для создания таких устройств может служить графен – двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны [3]. Нулевая ширина запрещенной зоны позволяет достичь в графене отрицательной ТГц проводимости [4], а значит и усиления в ТГц диапазоне частот. Концепция прямой оптической накачки графена рассматривались в [5-7], однако такой метод накачки недостаточно эффективен, поскольку поглощение оптического излучения в графене составляет менее 2,3% [8]. В работе [9] описан метод диффузионной накачки графена, реализуемый с помощью внешней оптической накачки полупроводника (далее этот метод будем называть диффузионной накачкой оптическим излучением). Диффузионная накачка оптическим излучением позволяет добиться оптимальной инверсии концентрации в графене при мощности первичной накачки в 30 раз меньшей, по сравнению с прямой оптической накачкой графена [9].

В настоящей работе исследуется диффузионная накачка графена оптическими плазмонами, распространяющимися вдоль поверхности металла, отделенного от графена слоем полупроводника и тонким слоем изолятора (рис. 1). Создание инверсной населенности носителей заряда в графене происходит путем амбиполярной диффузии в направлении к графену возбужденных оптическими плазмонами в полупроводниковом слое электрон-дырочных пар, которые захватываются в графен.

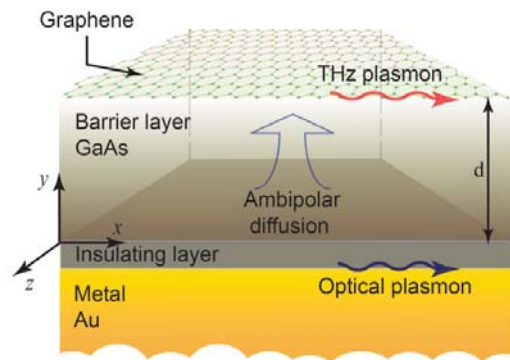


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры.

## Теоретическая модель

Дисперсия плазмонов на поверхности металла в исследуемой структуре при пространственно-временной зависимости поля плазмона  $\square \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$  имеет следующий вид:

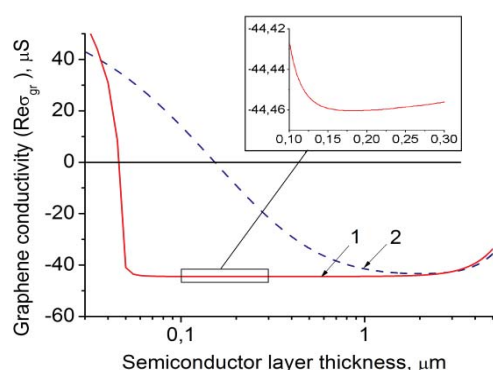
$$\varepsilon_3 / k_{y3} [A \exp(2ik_{y2}d) + 1] + \varepsilon_2 / k_{y2} [A \exp(2ik_{y2}d) - 1] = [A \exp(2ik_{y2}d) + 1] \sigma_{gr} / \varepsilon_0 \omega, \quad (1)$$

где  $k_{yj} = \pm \sqrt{\varepsilon_j \omega^2 / c^2 - k_x^2}$  и  $k_x$  — соответственно нормальная и тангенциальная компоненты волнового вектора плазмона относительно поверхности металла,  $j = 1, 2, 3$  — номер среды (1 — металл, 2 — полупроводник, 3 — окружающая среда, в расчетах предполагался воздух),  $\omega$  — круговая частота плазмона,  $\varepsilon_j$  — относительная диэлектрическая проницаемость  $j$ -го слоя,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $d$  — толщина слоя полупроводника,  $\sigma_{gr}$  — динамическая проводимость графена [6],  $A = (\varepsilon_1(\omega) / k_{y1} - \varepsilon_2 / k_{y2}) / (-\varepsilon_1(\omega) / k_{y1} - \varepsilon_2 / k_{y2})$ . Диэлектрическая проницаемость металла

принимается в виде [10]  $\varepsilon_1(\omega) = 1 - \omega_{pl}^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma)$ , где  $\gamma$  – частота столкновений электронов в металле,  $\omega_{pl}$  – плазменная частота.

## Обсуждение и результаты

На рис. 2 показана зависимость действительной части ТГц проводимости графена от толщины полупроводникового слоя  $d$  при различных типах накачки графена на частоте 7 ТГц. При толщинах полупроводникового слоя, сравнимых с длиной локализации оптического плазмона, ТГц проводимость графена убывает (кривая 1), затем становится отрицательной и возрастает по абсолютной величине. Это связано с увеличением доли мощности оптического плазмона, поглощающейся в полупроводнике с генерацией электрон-дырочных пар.



**Рис. 2.** Действительная часть ТГц проводимости графена в зависимости от толщины полупроводникового слоя для различных типов накачки графена: диффузионной накачки оптическими плазмонами при плотности мощности оптического плазмона  $P_p = 5.1 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> (кривая 1) и диффузионной накачки графена оптическим излучением (кривая 2) при той же величине мощности оптического излучения.

На частоте оптического плазмона  $\omega/2\pi = 4 \cdot 10^{14}$  Гц длина локализации оптического плазмона составляет  $\sim 50$  нм. При значении  $d \approx 180$  нм, ТГц проводимость графена достигает максимального отрицательного значения и начинает возрастать при дальнейшем увеличении  $d$  в связи с увеличением числа рекомбинирующих носителей заряда в полупроводниковом слое. При диффузионной накачке оптическим излучением (кривая 2) максимальная отрицательная ТГц проводимость графена достигает

ся при толщине полупроводникового слоя  $d \approx 2$  мкм, сравнимой с длиной диффузии в полупроводнике.

Поскольку накачка графена оптическими плазмонами позволяет уменьшить толщину полупроводниковой подложки на два порядка величины по сравнению с диффузионной накачкой графена существенно снижается влияние рекомбинации носителей заряда в полупроводниковой подложке. В результате, накачка графена оптическими плазмонами позволяет почти на 25% снизить мощность накачки, необходимую для реализации максимальной отрицательной ТГц проводимости графена, по сравнению с диффузионной накачкой графена оптическим излучением.

*Работа поддержана РФФИ (проект №16-32-00524 мол\_а).*

## Литература

1. X.-C. Zhang, J. Xu. Introduction to THz Wave Photonics, P. 246 (2009).
2. S. W. Smye, J. M. Chamberlain et al. // Phys. Med. Biol., V. 46, P. 101 (2001).
3. K. S. Novoselov, A. K. Geim, et al. // Science, V. 306, 666 (2004).
4. V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji // Journal of Applied Physics, V. 101, 083114 (2007).
5. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii. // Письма в ЖЭТФ, Т. 89, Вып. 2, С. 70 (2009).
6. A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin et al. // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).
7. V. V. Popov, O. V. Polischuk et al. // Phys. Rev. B, V. 86, 195437 (2012).
8. R. R. Nair, P. Blake, N. Grigorenko et al. // Science, V. 320, 1308 (2008).
9. M. Yu. Morozov, A. R. Davoyan et al. // Appl. Phys. Lett. V. 106, 061105 (2015).
10. Климов В. В. Наноплазмоника. М.: ФИЗМАТ-ЛИТ, 480 (2009).

# Рекомбинация носителей заряда в арсенид-галлиевом р-і-п-диоде

Л.Д. Молдавская<sup>1,\*</sup>, Д.И. Курицын<sup>1</sup>, В.И. Шашкин<sup>1</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*lmd@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментально исследовано влияние глубоких уровней на интегральную интенсивность и кинетику фотолюминесценции в тестовых GaAs структурах, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии для р-і-п-диодов. Обнаружено, что в исследованных парах образцов введение центров с глубокими уровнями не уменьшает вероятность межзонной рекомбинации. Скорость затухания фотолюминесценции уменьшается для образцов с глубокими уровнями. В экспериментальных макетах р-і-п-диодов в режиме прямого тока наблюдалось интенсивное излучение света в диапазоне длин волн от 890 до 900 нм. Полученные результаты свидетельствуют о том, что, несмотря на формирование глубоких уровней, являющихся центрами безизлучательной рекомбинации, процессы излучательной рекомбинации в исследованных р-і-п-диодах играют значительную роль.

## Введение

Одним из направлений развития компонентной базы силовой электроники является изготовление высоковольтных быстродействующих диодов на основе GaAs эпитаксиальных р-і-п-структур. Важным параметром для таких приборов является время жизни неравновесных носителей заряда в базовых слоях прибора. Для повышения быстродействия необходимо уменьшать время жизни носителей, при этом не должно происходить потери в рабочем напряжении и заметного роста прямого напряжения. Для этих целей в слаболегированных частях приборной структуры создают эффективные рекомбинационные центры различными способами. В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования рекомбинации носителей в GaAs-структурах с глубокими уровнями (ГУ), изготовленных методом жидкофазной эпитаксии для р-і-п диодов.

## Структуры

Структуры для р-і-п диодов выращены в ООО «МеГа Эпитех» методом жидкофазной эпитаксии. На подложке GaAs сформированы слои: буферный слой р-типа проводимости, рабочий р-і-п<sup>-</sup> слой с высокоомной интегрированной областью и контактный слой п<sup>+</sup> типа проводимости. В процессе роста формируются глубокие уровни, являющиеся рекомбинационными центрами, концентрацию которых можно варьировать<sup>1</sup>. Диоды изготовлены в ИФМ РАН. Для этого с помощью фотолитографии на пластине гетероэпитаксиальной структуры формируются контактные площадки диодов, а затем с помощью глубокого травления диоды разделяются

полосами. Размер контактной площадки диода 3×3 мм<sup>2</sup>. Фотолюминесценция (ФЛ) исследовалась на тестовых структурах с толстыми слаболегированными слоями GaAs без специально введенных ГУ и с ГУ.

## Фотолюминесценция

Исследовались спектры и кинетика ФЛ тестовых образцов без специально введенных ГУ и с ГУ. ГУ являются центрами безизлучательной рекомбинации. Можно ожидать, что чем больше их концентрация, тем меньше интегральная интенсивность спектра ФЛ. С другой стороны было показано, что глубокие уровни в GaAs могут являться уровнями прилипания и их наличие может приводить к увеличению времени затухания ФЛ. Сигнал фотолюминесценции возбуждался импульсами Ti:Sapp лазера "Tsunami" (Spectra Physics) с длиной волны 770 нм, длительностью 80 фс, с частотой повторения 80 МГц и подавался на вход 0.5 м монохроматора. Спектры ФЛ регистрировались CCD камерой "Спец-10:256Е". Образец размещался в гелиевом криостате замкнутого цикла при температуре 8 К, средняя мощность возбуждения варьировалась в диапазоне 1-200 мВт при диаметре возбуждаемой площадки порядка 10 мкм. Временные зависимости интенсивности фотолюминесценции были получены методом up-conversion с помощью системы FOG-10. Использовался Ti-сапфировый лазер Spectra-Physics Tsunami 3960. Сигнал суммарной частоты детектировался фотоумножителем в режиме счёта фотонов. Мощность возбуждения 220 мВт.

В спектре ФЛ исследуемых образцов наблюдалась полоса, связанная с переходами зона-зона и полоса,

связанная с переходами зона–мелкая примесь. При малой мощности возбуждения излучательные переходы зона–мелкая примесь являются доминирующими. С увеличением мощности происходит постепенное насыщение этой линии и доминирующей становится межзонная рекомбинация. Интегральная интенсивность ФЛ образцов с ГУ и без ГУ практически одинакова. Вместе с тем кинетика фотовозбуждённых носителей структуры с ГУ и без ГУ существенно отличается. Временные характеристики нарастания и затухания ФЛ вблизи энергии 1.515 эВ для пары структур без специально введённых ГУ и с ГУ представлены на рис. 1.

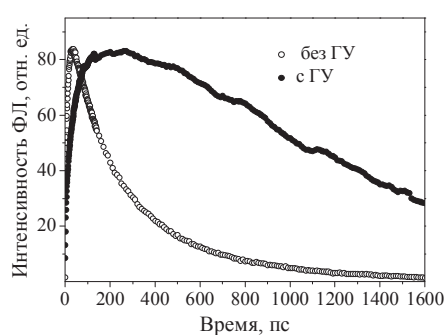


Рис. 1. Временные зависимости интенсивности ФЛ.

За время 1 нс интенсивность ФЛ уменьшается в 16 раз для структуры без ГУ и в 1.7 раза для структуры с ГУ. Таким образом, в исследованных парах образцов введение центров с глубокими уровнями не уменьшает вероятность межзонной рекомбинации. Скорость затухания ФЛ уменьшается для образцов с ГУ.

## Электролюминесценция

Была исследована электролюминесценция экспериментальных образцов р-і-п-диодов с ГУ. Наблюдение производилось с помощью визуализатора ИК излучения и снимались спектры излучения. Регистрация спектров осуществлялась при температуре 300 К с использованием решеточного монохроматора Acton 2300i и многоканального фотоприемника OMA-V на основе линейки фотодиодов InGaAs. Зависимость интегральной интенсивности электролюминесценции от тока показана на рис. 2. При прямом включении, начиная с величины тока 10 мА, наблюдалось ИК излучение. Интегральная интенсивность излучения растёт при увеличении

тока, как и ожидалось, но на участке от 10 до 100 мА зависимость не монотонная, при некоторых значениях тока интегральная интенсивность люминесценции падает, затем продолжает расти. При наблюдении с помощью визуализатора ИК излучения эти скачки интегральной интенсивности излучения наблюдаются как перераспределение яркости свечения по периметру мезы. При малых токах максимум спектра находится на длине волны около 900 нм, что соответствует излучательным переходам зона–мелкая примесь в арсениде галлия (при 300 К). При увеличении тока максимум сдвигается к длине волны, соответствующей переходам зона–зона.

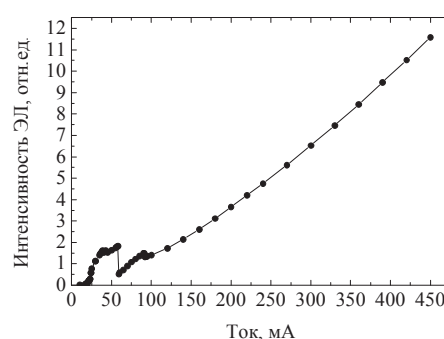


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности электролюминесценции от тока.

## Заключение

Обнаружено, что в исследованных структурах формирование глубоких уровней не уменьшает вероятность межзонной рекомбинации и приводит к уменьшению скорости затухания ФЛ. В р-і-п-диодах в режиме прямого тока наблюдалось интенсивное излучение света в диапазоне длин волн от 890 до 900 нм. Полученные результаты свидетельствуют о том, что, несмотря на формирование ГУ, являющихся центрами безизлучательной рекомбинации, процессы излучательной рекомбинации в данных арсенид-галлиевых р-і-п-диодах играют значительную роль и могут определять время жизни носителей.

## Литература

1. Е.В. Крюков, Л.А. Меерович, К.А. Титивкин, В.Л. Крюков, С.С. Стрельченко. Патент РФ на изобретение №2488911 от 19.03.2012.

# Усиление плазменных волн в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах на основе активного графена

М.Ю. Морозов<sup>1\*</sup>, И.М. Моисеенко<sup>2</sup>, В.В. Попов<sup>1,2</sup>

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 исследована дисперсия и коэффициент усиления плазмон-фононных мод в активном графене, расположенном на границе раздела двух полубесконечных сред hBN. Показано, что нормированный на длину волны коэффициент усиления плазмон-фононной моды в гетероструктурах на основе активного графена и гексагонального нитрида бора более чем на 14 порядков величины превышает аналогичную величину в графене на карбиде кремния.

## 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] привело к появлению первых концепций ТГц генераторов и усилителей плазменных волн (плазмонов) [3-6]. При нанесении графена на подложку его свойства ухудшаются по сравнению со свойствами свободного графена [7], что может привести к уменьшению коэффициента усиления плазмонов. Возможность получения в графене на подложке таких же свойств как в свободном графене является важным для дальнейшего развития графеновых технологий. Гексагональный нитрид бора (h-BN) является одной из лучших подложек для графена. Несовпадение параметров решетки hBN и графена составляет всего 1.7 % [8].

Ван-дер-ваальсовы гетероструктуры на основе активного графена и гексагонального нитрида бора открывают новые возможности для распространения плазмонов в графене с очень слабым затуханием и сильной локализацией поля вблизи графена [8]. Гексагональный нитрид бора является слоистым материалом с естественным гиперболическим поведением [9], а именно значения компонент диэлектрической проницаемости вдоль и поперек слоев hBN имеют разные знаки [10].

Настоящая работа посвящена теоретическому изучению дисперсии и коэффициента усиления плазмон-фононных мод в гетероструктурах hBN-графен-hBN, в которых монослой графена расположен на границе раздела двух полубесконечных сред hBN с одинаковыми параметрами (рис.1). Слой графена помещен параллельно слоям hBN.

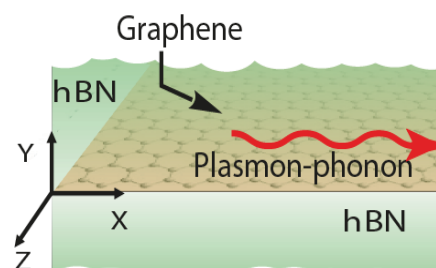


Рис. 1. Схематическое изображение структуры.

Показано, что плазмон-фононные моды в рассматриваемой структуре могут обладать отрицательной дисперсией. Было показано, что в области отрицательной дисперсии коэффициент усиления поверхностных плазмон-фононных мод, нормированный на длину волны плазмона, в гетероструктурах hBN-графен-hBN может более чем на 14 порядков величины превышать аналогичную величину в графене на подложке из карбида кремния (SiC).

## Теоретическая модель

Для численного исследования дисперсии и усиления плазмон-фононных мод в рассматриваемой



структуре было получено следующее дисперсионное соотношение, записанное в квазиэлектростатическом приближении:

$$k_x = i2\varepsilon_0 \omega \sqrt{\varepsilon_x \varepsilon_y} / \sigma(\omega), \quad (1)$$

где  $k_x$  и  $\omega$  – соответственно планарная компонента волнового вектора плазмона в плоскости графена и частота плазменной волны,  $\varepsilon_x$  и  $\varepsilon_y$  – планарная и нормальная (относительно плоскости слоев hBN) компоненты тензора диэлектрической проницаемости hBN окружающих графен,  $\sigma(\omega)$  – динамическая комплексная проводимость графена [4].

### Дисперсия и усиление плазмонов в гетероструктурах hBN-графен-hBN

На рис. 2 представлена дисперсия плазмон-фононной моды в исследуемой гетероструктуре (синяя сплошная кривая) в сравнении с дисперсией плазмонов в графене на подложке SiC (красная штрих-пунктирная кривая). Отметим, что SiC является изотропным материалом в рассматриваемой области спектра. Плазмон-фононные моды в рассматриваемой структуре могут обладать отрицательной дисперсией (область, отмеченная пунктирными линиями, на рис.2). Частотная область с отрицательной дисперсией характеризуется противоположным направлением распространения энергии и фазы рассматриваемой волны (групповая и фазовая скорости волны имеют разный знак). В частотной области с отрицательной дисперсией коэффициент усиления поверхностных плазмон-фононных мод, нормированный на длину волны плазмона, в гетероструктурах hBN-графен-hBN, определяемы:

$$\Gamma = \exp(-4\pi \operatorname{Im} k_x / \operatorname{Re} k_x)$$

более чем на 14 порядков величины превышает аналогичную величину в графене на подложке SiC (соответственно сплошная и штрих-пунктирная кривые на рис. 3) при уровне инверсии в графене  $E_F = 120 \text{ meV}$ .

Таким образом, в настоящей работе теоретически изучена дисперсия и коэффициент усиления плазмон-фононных мод в активном графене, расположенном на границе раздела двух полубесконечных сред hBN. Получено дисперсионное соотношение для плазмон-фононных мод в рассматриваемой геометрии. Показано, что нормированный на длину волны коэффициент усиления плазмон-фононной моды в гетероструктурах на основе активного графена и гексагонального нитрида бора более чем на 14 порядков величины превышает аналогичную величину в графене на карбиде кремния.

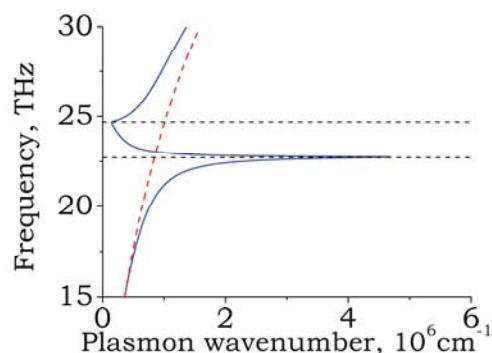


Рис. 2. Дисперсия плазмон-фононной моды.

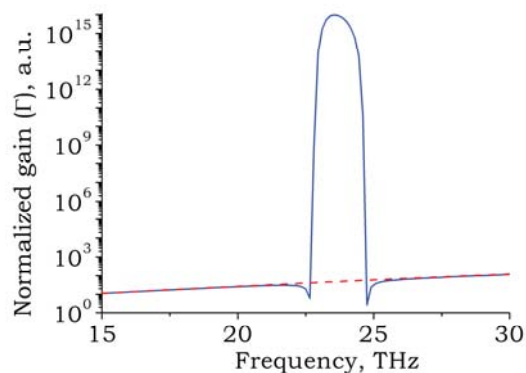


Рис. 3. Нормированный коэффициент усиления плазмон-фононной моды в зависимости от частоты.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-32-00524 мол\_а).

### 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 // Journal of Applied Physics, V. 101, 083114 (2007).
3. V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V. Ryzhii // JETP Lett., V. 89, 63 (2009).
4. A.A. Dubinov et al. // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).
5. V.V. Popov, O.V. Polischuk, A.R. Davoyan et al. // Phys. Rev. B, V. 86, 195437 (2012).
6. M.Yu. Morozov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 106, 061105 (2015).
7. C.R. Dean, A.F. Young, I. Meric et al. // Nature Nanotechnology 5, 722 (2010).
8. A. Woessner et al. // Nature Materials 14, 421 (2015).
9. E. Narimanov, A. Kildishev // Nature Photonics 9, 214 (2015).
10. A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Yu. Kivshar // Nature Photonics 7, 958 (2013).

# Применение селективного травления Si и Ge для повышения эффективности Si солнечных элементов и формирования Ge напряженных микроструктур

Е.Е. Морозова<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>1\*</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>,  
Y. Kurokawa<sup>2</sup>, A. Hombe<sup>2</sup>, N. Usami<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

<sup>2</sup> Nagoya University, Furocho, Chikusa-ku, 464-8603 Nagoya, Japan.

\* anov@ipmras.ru

В работе для водного раствора KOH, растворов HF:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:CH<sub>3</sub>COOH и H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:HF:H<sub>2</sub>O исследована зависимость скорости травления от состава SiGe сплавов. Выявлено, что скорость травления в KOH резко падает при увеличении доли Ge в SiGe слое до ≥ 10%. В то же время скорость травления в растворах HF:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:CH<sub>3</sub>COOH и H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:HF:H<sub>2</sub>O растет с увеличением доли Ge. Для раствора HF:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:CH<sub>3</sub>COOH селективность при травлении Ge по отношению к травлению Si достигает более чем 500:1. Полученные данные по селективному травлению SiGe использованы для формирования нанорельефа на поверхности Si для увеличения эффективности тонкопленочных солнечных элементов и напряженных Ge микроструктур для кремниевой оптоэлектроники.

## Введение

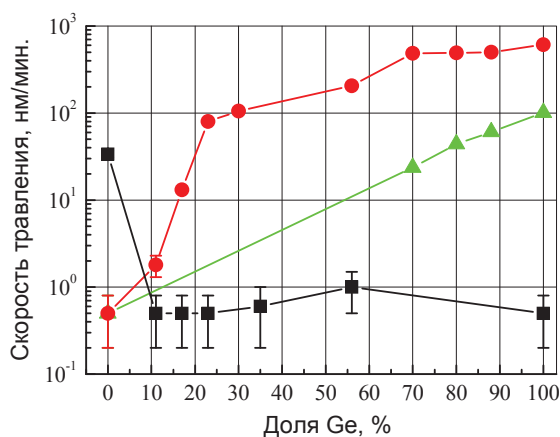
В последние годы различные модификации метода плазмохимического, «сухого», травления (ПХТ) находят все более широкое применение при формировании полупроводниковых наноструктур, в том числе на основе Si и Ge (см. обзоры [1, 2] и ссылки в них). Однако, несмотря на целый ряд преимуществ методов «сухого» травления SiGe гетероструктур (высокая анизотропия, хороший контроль скорости травления и т.д.), они имеют существенный недостаток, связанный со слабой зависимостью скорости травления от состава SiGe сплава.

В результате для методов ПХТ характерна низкая селективность при травлении Si и Ge. В то же время методы химического, «влажного» травления позволяют добиться высокой селективности травления этих полупроводников [3, 4]. В данной работе представлены результаты по развитию методов селективного химического травления Si, Ge и сплавов на их основе и использования этих методов для формирования различных наноструктур.

## Экспериментальные результаты и их обсуждение

Ранее в литературе рассматривались различные химические растворы для селективного травления Si, Ge и сплавов на их основе [3 - 5]. В настоящей работе исследована зависимость скорости травления SiGe сплавов от их составов для водного раствора KOH (2моль / литр, 2М KOH), растворов HF:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:CH<sub>3</sub>COOH=1:2:3 и (H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:HF:H<sub>2</sub>O):H<sub>2</sub>O = (1:1:4):20 (разбавленная супероксоль). Для травления использовались монокристаллические подложки Si(001) и Ge(001), а также релаксированные SiGe слои различного состава, выращенные на них. Все травления были выполнены при комнатной температуре.

Проведенные исследования показали существенную зависимость скорости травления от состава SiGe сплава для всех исследованных растворов (рис. 1). Выявлено, что скорость травления в 2М KOH резко падает практически до нуля при увеличении доли Ge в SiGe слое до 10%. В то же время скорость травления SiGe сплавов в растворах HF:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:CH<sub>3</sub>COOH и (H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:HF:H<sub>2</sub>O):H<sub>2</sub>O растет с увеличением доли Ge в них (рис. 1). При этом для раствора HF:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:CH<sub>3</sub>COOH выявлена селективность более чем 500:1 при травлении Ge по отношению к травлению Si (рис. 1).



**Рис. 1.** Зависимость скорости травления от состава SiGe сплава в растворах 2M KOH (■), HF:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:CH<sub>3</sub>COOH (●) и (H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:HF:H<sub>2</sub>O):H<sub>2</sub>O (▲).

Полученные данные по селективному травлению SiGe сплавов были использованы для формирования различных наноструктур, в частности, для создания на поверхности кремния нанорельефа. Создание такого рельефа позволяет увеличить эффективность тонкопленочных солнечных элементов на основе Si за счет уменьшения отражения от их поверхности [5]. При создании рельефа использовалось селективное травление однослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися наноструктурами в растворе 2M KOH. За счет более низкой, по сравнению с Si, скорости травления в данном растворе SiGe сплава (рис. 1) наноструктуры, доля Ge в которых >30%, выступали в качестве маски при травлении Si. Зависимость параметров (размеров и поверхностной плотности) Ge(Si) наноструктур от условий роста позволяет варьировать параметры формируемого рельефа. После формирования рельефа Ge(Si) наноструктуры селективно удалялись с поверхности Si за счет травления в растворе HF:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:CH<sub>3</sub>COOH, в котором скорость травления SiGe сплава с долей Ge >30% более чем на два порядка выше, чем скорость травления Si (рис. 1). В результате на поверхности кремния без применения методов нанолитографии был сформирован нанорельеф, который приводил к существенному уменьшению коэффициента отражения в широком спектральном диапазоне: от ультрафиолета до красной границы видимого диапазона.

Также селективное травление кремния и SiGe сплавов использовалось при формировании микро-

структур с локально растянутым Ge. Такие структуры перспективны для создания на кремнии источников излучения среднего и ближнего ИК диапазонов (см. например [6]). Напряжение растяжения уменьшает энергетическое расстояние между прямой и непрямой запрещенными зонами в Ge, что существенно увеличивает эффективность излучательной рекомбинации носителей заряда в нем [6]. Растянутые Ge микроструктуры формировались на основе Ge слоев, выращенных методом МПЭ на Si(001) подложках, в которых методом оптической литографии и плазмохимического травления создавались микромостики. Необходимо отметить, что исходные Ge/Si(001) слои имели деформацию растяжения 0.2 - 0.25 %, которая вызвана различием в коэффициентах термического расширения Ge и Si. Концентрация напряжений растяжения в Ge микромостиках достигалась за счет их «подвешивания» при селективном вытравливании Si под Ge в KOH. Благодаря практически нулевой скорости травления Ge в KOH (рис. 1) при травлении Si сохранялись параметры Ge мостика, сформированного помощью ПХТ. Увеличение деформации растяжения в «подвешенных» Ge мостиках подтверждено их исследованиями методом микро-спектроскопии комбинационного рассеяния света.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-52-50017\_ЯФ-а и 16-29-14056-офи\_м).*

## Литература

1. B. Wu, A. Kumar, Sh. Pamarthy // J. Appl. Phys., V. 108, 051101 (2010).
2. V.M. Donnelly, A. Kornblit // J. Vac. Sci. Technol. A, V. 31, 050825 (2013).
3. T.K. Carns, M.O. Tanner, K.L. Wang // J. Electrochem. Soc., V. 142, 1260 (1995).
4. M. Stoffel, A. Malachias et al. // Semicond. Sci. Technol., V. 23, 085021 (2008).
5. N. Usami, W. Pan et al. // Nanotechnology, V. 23, 185401 (2012).
6. M.J. Suess, R. Geiger et al. // Nature photonics, V. 7, 466 (2013).

# Емкостная спектроскопия дырочных ловушек в высокоомных структурах арсенида галлия, выращенных жидкофазным методом

А.В. Мурель<sup>1</sup>, В.Б. Шмагин<sup>1</sup>, В.Л. Крюков<sup>2</sup>, С.С. Стрельченко<sup>2</sup>, Е.А. Суrowегина<sup>1</sup>, В.И. Шашкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> ООО «МеГа Элитех», 3й Академический проезд, д.19, Калуга, 248033.

\* suroweginaka@ipmras.ru

В GaAs структурах с дырочным типом проводимости  $pp^+$  обнаружены три глубоких акцепторных уровня с энергией активации  $\sim 0,7$  эВ,  $\sim 0,41$  эВ и  $\sim 0,16$  эВ. Первые два уровня известны как HL2 и HL5, связываются с особенностями роста GaAs слоев методом ЖФЭ и являются эффективными рекомбинационными центрами, определяющими обратные токи и времена жизни носителей в *pin*-диодах. Уровень с энергией  $E_v+0,16$  эВ может быть связан с двухзарядным акцепторным уровнем собственного антиструктурного дефекта Ga<sub>As</sub>.

Одним из направлений развития компонентной базы силовой электроники является разработка высоковольтных быстродействующих переключающих диодов на основе многослойных GaAs эпитаксиальных *p-i-n*-структур, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [1]. Особенностью данной технологии является совместное легирование выращиваемых слоев атомами кремния и кислорода, что позволяет в одном эпитаксиальном слое сформировать *p-i-n* структуру с протяженной высокоомной областью.

## Методика эксперимента

Исследуемые в данной работе структуры на основе GaAs выращивались методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) в графитовом устройстве прокачного типа из ограниченного раствора–расплава Ga–As. В качестве легирующих компонентов добавлялись примеси Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub>, соотношение которых определяло тип проводимости эпитаксиального слоя арсенида галлия.

Омические (Ti/Au 20/100 нм) и барьерные контакты (Al) формировались электронно-лучевым испарением. Вольт-фарадные характеристики (ВФХ) и адмиттанс-спектры регистрировались прибором E4980A. Для измерений методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ) использовалась автоматизированная установка с возможностью автоподстройки по активной и емкостной компонентам проводимости.

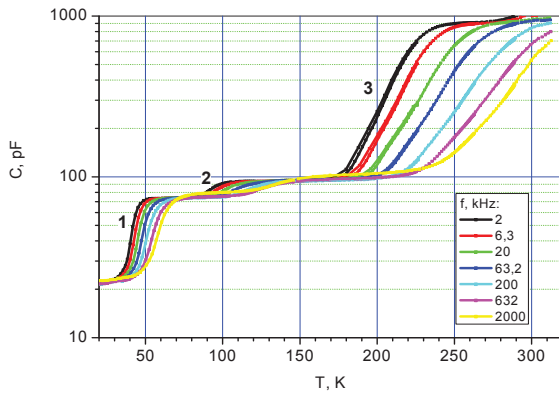
Методы емкостной спектроскопии являются наиболее информативными методами исследования электрически активных примесей и дефектов (ловушек) в полупроводниках. В основе метода адмиттанс-спектроскопии лежит регистрация перезарядки примеси (дефекта) под воздействием переменного напряжения малой амплитуды. В этом методе регистрируются частотные и температурные зависимости емкостной  $C$  и активной  $G$  компонент адмиттанса диодной структуры. При наличии в запрещенной зоне полупроводника одного или нескольких глубоких уровней (ГУ) в адмиттанс-спектрах возникают особенности: ступеньки в зависимости  $C(T)$  и пики в зависимости  $G(T)$ . Анализ температурных зависимостей адмиттанс-спектров позволяет оценить глубину залегания ГУ и сечение захвата носителей на них.

В методе НЕСГУ регистрируется временной отклик ГУ на резкое (ступенчатое) увеличение обратного смещения, прикладываемого к исследуемой структуре (*p-n*-переходу или диоду Шоттки).

## Результаты и обсуждение

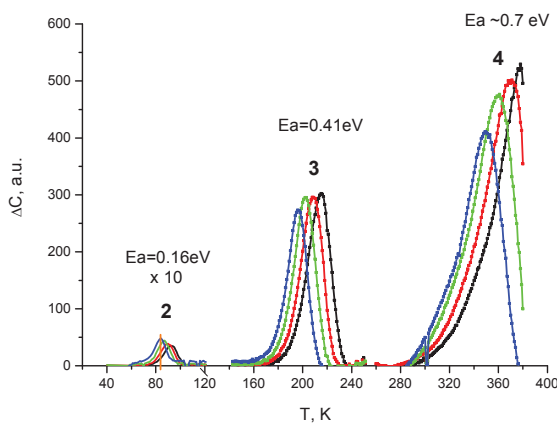
Адмиттанс-спектры  $C(T)$  структуры  $pp^+$ , зарегистрированные при нулевом смещении на структуре, приведены на рис. 1. При сканировании температуры в диапазоне 20–320 К в зависимости  $C(T)$  наблюдаются ступеньки, связанные с перезарядкой дырочных ловушек, а на спектрах проводимости наблюдаются максимумы. При увеличении частоты

ты, на которой проводятся измерения адмиттанса, спектры  $C(T)$  смещаются вверх по температуре. Ступени 2 и 3 мы связываем с перезарядкой ГУ, а 1 – с вымораживанием основных носителей заряда – дырок.



**Рис. 2.** Зависимость ёмкости p-p+-структуры от температуры на разных частотах.

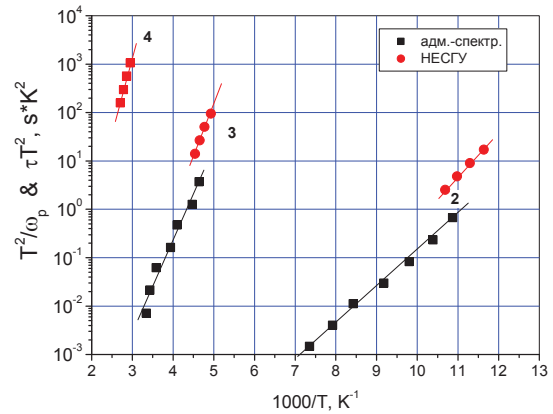
Спектр НЕСГУ GaAs структуры  $pp^+$  в интервале температур 20-400 К приведён на рис. 2. Спектр содержит три уровня – пики 2, 3 и 4 (обозначения пиков те же, что и на рис. 1). Отношение времен выборки при записи спектров поддерживалось постоянным  $t_2 / t_1 = 2$ . Пропорциональное увеличение времен выборки приводит к смещению спектра НЕСГУ вниз по температурной шкале.



**Рис. 3.** Сигнал НЕСГУ p-p+-структуры при импульсе обеднения +12В и импульсе заполнения 0В. Времена выборки  $t_1/t_2$ , мсек: 1-0,2/0,4; 2-0,4/0,8; 3-0,8/1,6; 4-1,6/3,2.

На рис. 3 приведены зависимости Арениуса для пиков 2, 3 и 4, построенные по данным НЕСГУ и

адмиттанс-спектроскопии. Вычисленные энергии активации уровней 2, 3 и 4 составили  $\sim 0,16$ ,  $\sim 0,41$  и  $\sim 0,7$  эВ, концентрации, определенные по данным НЕСГУ и  $CV$ -профилирования  $\sim 5 \times 10^{13}$ ,  $\sim 2 \times 10^{14}$  и  $\sim 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , соответственно.



**Рис. 4.** Зависимости Арениуса для дырочных ловушек в p-p+-структуре, определённые методиками адмиттанс-спектроскопии и НЕСГУ.

Выполненные ёмкостные исследования показали, что в GaAs структурах с электронным типом проводимости ( $nm^+$ ) отсутствуют глубокие уровни с концентрацией  $>10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В GaAs структурах с дырочным типом проводимости  $pp^+$  обнаружены три глубоких акцепторных уровня с энергией активации  $\sim 0,7$  эВ,  $\sim 0,41$  эВ и  $\sim 0,16$  эВ. Первые два уровня известны как  $HL2$  и  $HL5$  [2], связываются с особенностями роста GaAs слоев методом ЖФЭ и являются рекомбинационными центрами, определяющими обратные токи и времена жизни носителей в  $pin$ -диодах.

Сравнение с литературными данными показывает, что уровень с энергией активации  $E_v + 0,16$  эВ может быть связан с двухзарядным ( $-/-$ ) акцепторным уровнем собственного антиструктурного дефекта GaAs. Вымораживание дырок, наблюдаемое в  $pp^+$ -диоде при температурах ниже 50 К, связано с этим же уровнем GaAs в зарядовом состоянии  $(0/-)$ . Энергия активации его составляет 0,074 эВ и он является примесным уровнем, определяющим тип проводимости полупроводника.

### Литература

1. В. Войтович, А. Думаневич, А. Гордеев Современная электроника // № 6, 10 (2014).
2. A.Dargis, J.Kundrotas HANDBOOK on PHYSICAL PROPERTIES of Ge, Si, GaAs and InP Vilnius, 1994, 262 p. 3.

# Дробовой шум в краевых состояниях двумерных топологических диэлектриков

К.Э. Нагаев<sup>1,\*</sup>, П.П. Асеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009.

\* [nag@cplire.ru](mailto:nag@cplire.ru)

Вычислены сопротивление и дробовой шум в краевых состояниях двумерных топологических диэлектриков, которые возникают из-за обмена электронами между этими состояниями и проводящими «лужами» в объёме диэлектрика. Конечное время спиновой релаксации в «лужах» введено феноменологически. В зависимости от этого времени и силы связи между краевыми состояниями и «лужами» отношение дробового шума к его классической величине меняется от 0 до 1/3, что согласуется с опубликованными экспериментальными данными.

## Введение

В последнее время было опубликовано большое число работ, связанных с подавлением проводимости краевых состояний в двумерных топологических изоляторах [1,2]. Во многих из них в качестве механизма подавления рассматривался обмен электронами между краевыми состояниями и проводящими областями внутри изолятора, которые образуются в нем в результате флуктуаций электрического потенциала, причём эти области рассматривались как квантовые точки с дискретным спектром. Как правило, в них главную роль играли электрон-электронное взаимодействие и физика, связанная с эффектом Конде [3,4]. Однако таким способом не удавалось объяснить слабую зависимость проводимости от температуры, поэтому полного понимания механизма этого подавления до сих пор нет.

Совсем недавно были проведены измерения дробового шума в краевых состояниях квантовых ям CdHgTe/HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой [5]. Сопротивление этих краевых состояний было много больше универсального значения  $h/2e^2$  и слабо зависело от температуры. Величина дробового шума характеризовалась фактором Фано, т. е. отношением спектральной плотности шума к величине классического дробового шума  $F = S/2eI$ , которое менялось в пределах от 0.1 до 0.3 в зависимости от образца и напряжения на затворе. Таким образом, они находились в промежутке между значениями  $F = 0$  для баллистического транспорта и  $F = 1/3$  для диффузионной проводимости. В то же время имеющиеся теоретические работы [3,6] предсказывали фактор Фано больше

единицы, поэтому возникла потребность в альтернативной теории сопротивления и шума в этих состояниях.

## Методы расчёта

Была рассмотрена модель подавления проводимости краевых состояний в топологическом изоляторе, связанная с туннелированием электронов из этих состояний в отдельные проводящие области внутри изолятора, которые образуются в нем в результате флуктуаций электрического потенциала. Краевые состояния представляют собой одномерные проводящие каналы, в которых электроны могут двигаться только в одном направлении в зависимости от направления своего спина. В отсутствие туннелирования в проводящие области эти электроны не могут рассеиваться назад, потому что для этого им необходимо перевернуть свой спин. Сделать это электроны могут, лишь находясь в проводящих областях внутри изолятора, которые образуют двумерный спектр и внутри которых электроны могут совершать двумерное движение, и поэтому в них возможна спиновая релаксация из-за спин-орбитального взаимодействия вследствие механизма Эллиота - Яффета или Оверхаузера. Таким образом, туннелирование в проводящие области должно приводить к уменьшению проводимости краевого состояния по сравнению со стандартным квантом проводимости  $e^2/h$ . Для функции распределения электронов в краевых состояниях топологического изолятора и в проводящих областях внутри диэлектрика была получена система связанных кинетических уравнений, которые учитывали туннелирование, рассеяние с переворотом спина и энергетическую релаксацию. Сперва эти уравнения

были написаны для произвольного дискретного набора проводящих областей, а потом были рассмотрены разные частные случаи.

Прежде всего, был рассмотрен случай только одной проводящей области с произвольной с туннельной связью произвольной силы между ней и краевым состоянием. Затем был рассмотрен предельный случай большого числа проводящих областей, каждая из которых была слабо связана с краевым состоянием. Для этого было введено их непрерывное распределение, плавно меняющееся в пространстве, и суммирование по отдельным системам в туннельном слагаемом было заменено на интегрирование по продольной координате. С помощью этих уравнений были вычислены функция распределения и проводимость краевых состояний в пределе сильной энергетической релаксации в проводящих областях, а также в случае её полного отсутствия. Исходя из представления о туннелировании электронов как последовательности случайных независимых событий, для флуктуаций функции распределения в краевых состояниях и проводящих областях были написаны стохастические дифференциальные уравнения, которые позволили вычислить спектральную плотность флуктуаций тока при нулевой температуре и конечном напряжении между внешними электрическими контактами, прикреплёнными к краю топологического изолятора.

## Результаты

В случае единственной области и в отсутствие энергетической релаксации проводимость уменьшается с увеличением туннельной связи и скорости спиновой релаксации с одного кванта проводимости  $e^2/h$  до его половины  $e^2/2h$ . При этом фактор Фано, характеризующий величину неравновесного шума, увеличивается от 0 до 1/4. В континуальном пределе, когда краевое состояние слабым образом связано с большим числом проводящих областей, и в отсутствие энергетической релаксации проводимость стремится к нулю с увеличением силы связи

и скорости спиновой релаксации, в то время как фактор Фано увеличивается от нуля до 1/3, тем самым достигая своего значения для металлических контактов с диффузионной проводимостью [7]. По-видимому, в наиболее вероятном случае, когда имеется несколько проводящих областей, сильно связанных с краевым состоянием, фактор Фано находится в интервале от 1/4 до 1/3.

Наличие сильной энергетической релаксации не изменяет проводимость, но существенно изменяет шум. Максимальные значения фактора Фано оказываются ниже, чем в чисто упругом случае, и достигаются при значениях проводимости промежуточных между  $e^2/h$  и нулём. Более того, фактор Фано в этом случае оказывается немонотонной функцией туннельной связи и скорости спиновой релаксации, обращаясь в ноль как при малых, так и больших значениях этих параметров. Имеющиеся в литературе [5] экспериментальные значения фактора Фано для краевых состояний двумерного топологического изолятора HgTe примерно соответствуют нашим теоретическим результатам.

## Литература

1. G. Grabecki, J. Wrobel, M. Czapkiewicz et al. // *Physical Review B* V. 88, 165309 (2013)
2. G.M. Gusev, E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon et al. // *Physical Review B* V. 87, 081311(R) (2013)
3. J. Maciejko, C. Liu, Y. Oreg et al. // *Phys. Rev. Lett.* V. 102, 256803 (2009)
4. J.I. Vayrynen, M. Goldstein, L.I. Glazman // *Physical Review Letters* V. 110, 216402 (2013).
5. E.S. Tikhonov, D.V. Shovkun, V. S. Khrapai et al. // *Письма в ЖЭТФ* Т. 101, 787 (2015).
6. Del Maestro, T. Hyart, B. Rosenow // *Physical Review B* V. 87, 165440 (2013)
7. P.P. Aseev, K.E. Nagaev // *Physical Review B*, V. 94, 045425 (2016).

# Особенности стимулированного излучения InGaP/GaAs лазеров со сверхрешеткой GaAsP/InGaAs в активной области

С.М. Некоркин<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>1</sup>, Н.В. Дикарева<sup>1\*</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1,2</sup>, А.А. Дубинов<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

\*dnat@ro.ru

Экспериментально исследованы диаграммы направленности излучения GaAs/InGaP лазера со сверхрешеткой InGaAs/GaAsP в активной области. Показано, что наличие сверхрешетки квантовых ям в активной области лазерных диодов с выходом излучения через подложку способствует однородному распределению носителей заряда.

Лазерные диоды с широкой активной областью и вытеканием излучения через подложку являются перспективными источниками мощного лазерного излучения. Одним из способов управления характеристиками излучения таких лазеров является изменение конфигурации активной области. Было отмечено, что увеличение числа квантовых ям способствует неоднородному распределению носителей заряда в активной среде лазера и приводит к снижению эффективности генерации. Было высказано предположение, что уменьшить это влияние можно, разместив квантовые ямы близко друг к другу [1]. В настоящей работе проведено исследование спектральных характеристик и картины дальнего поля излучения полупроводникового GaAs/InGaP лазера со сверхрешеткой InGaAs/GaAsP в активной области.

## Методика эксперимента

Лазерная структура GaAs/InGaAsP была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении при температурах 620 – 650 °С на подложке n<sup>+</sup>-GaAs (100). Структура включала в себя буферный n<sup>+</sup>-GaAs:Si и контактный p<sup>+</sup>-GaAs:C слои, n-InGaP:Si (толщина 37 нм) и p-InGaP:Zn (толщина 330 нм) ограничивающие слои, волновод GaAs (1680 нм). Активная область представляла собой сверхрешетку GaAsP/InGaAs – 3/5 нм соответственно, имеющую 8 периодов.

На основе выращенных гетероструктур были изготовлены лазерные диоды с шириной активной области 100 мкм и длиной резонатора 1 мм. Зеркалами служили просветляющее и отражающее диэлек-

трические покрытия, напыленные на грани лазерных чипов.

Измерения спектральных зависимостей и диаграмм направленности излучения проводились при импульсной накачке (280 нс, 1.43 кГц), дополнительно были проведены измерения диаграмм направленности в допороговом режиме работы лазера при непрерывной накачке.

## Результаты и обсуждение

Проведенные экспериментальные испытания образцов показали наличие лазерной генерации на длине волны (960±5) нм.

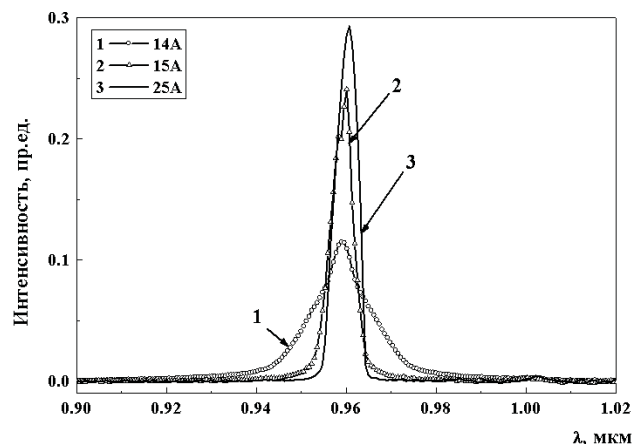


Рис. 1. Спектры излучения GaAs лазерного диода со сверхрешеткой GaAsP/InGaAs в активной области.

На рисунке 1 приведены спектральные характеристики излучения GaAs/InGaP лазера со сверхрешеткой GaAsP/InGaAs в активной области. Пороговый ток составил 15 А в режиме импульсной накачки. Ширина спектральной линии на полувысоте максимума в режиме лазерной генерации увеличена и



составляет (5-6) нм, что возможно вызвано наличием уровней квантования, представляющих собой минизоны, образованные сверхрешеткой.

На рис. 2 представлены пространственные характеристики излучения лазерных диодов в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$ -переходу в допороговом режиме работы. Наблюдается ярко выраженная четырехлепестковая диаграмма направленности, максимумы которой приходятся на (6, 28, 47 и 63,  $\pm 1$ ) угловой градус. Пик с положением -55 угловых градусов соответствует переотражению лазерного излучения от подложки.

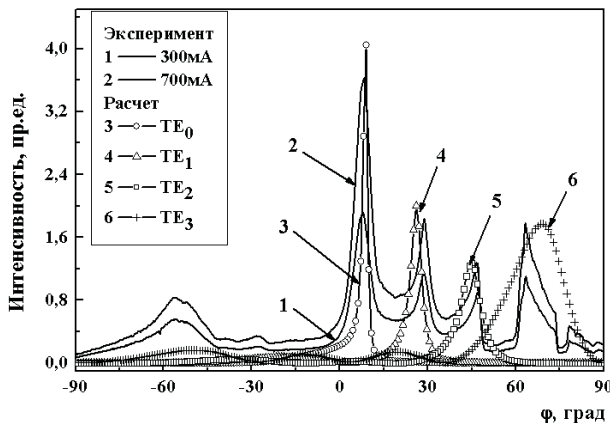


Рис. 2. Диаграммы направленности излучения GaAs лазерного диода со сверхрешеткой GaAsP/InGaAs в активной области (допороговый режим работы).

При малых токах накачки основной вклад дает фундаментальная мода ( $6 \pm 1$  угловых градусов). Пики с угловым положением (28, 47 и 63,  $\pm 1$ ) градуса соответствуют 1, 2 и 3 возбужденным модам, соответственно. Различие угловых положений объясняется изменением эффективного показателя преломления в зависимости от порядка моды. Отмечено, что с увеличением тока накачки вклад от возбужденных мод уменьшается, а интенсивность фундаментальной моды возрастает. Такая картина характерна для лазеров с вытеканием излучения через подложку с 4 и менее квантовыми ямами в активной области. Подобное поведение диаграммы направленности лазера может быть свидетельством более однородного распределения носителей заряда по сравнению с гетеролазерами подобной конструкции с изолированными квантовыми ямами внутри активной области [2].

Диаграмма направленности излучения лазера в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$ -переходу, в ре-

жиме генерации имеет вид одиночного лепестка с угловым положением (6-7) градусов и шириной на полувысоте максимума (5-6) угловых градуса (рис. 3). Возможно, механизм увеличения ширины пика в картине дальнего поля лазера связан с увеличенной шириной спектральной линии лазерной генерации, по сравнению с лазерами подобной конструкции с изолированными квантовыми ямами внутри активной области [2].

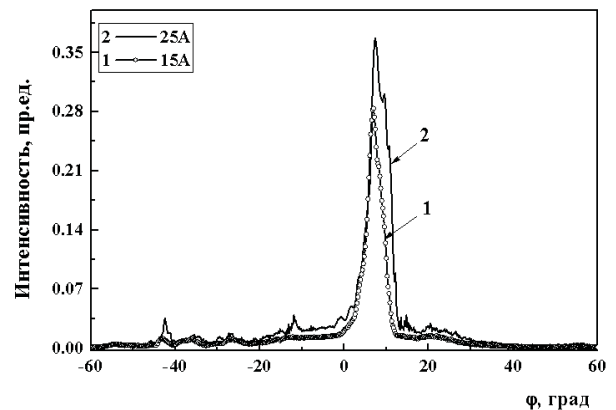


Рис. 3. Диаграммы направленности излучения GaAs лазерного диода со сверхрешеткой GaAsP/InGaAs в активной области (режим лазерной генерации).

Таким образом, экспериментальные исследования образцов показали, что наличие сверхрешетки квантовых ям в активной области лазерных диодов с выходом излучения через подложку способствует однородному распределению носителей заряда внутри активной области лазера.

*Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики № СП-109.2016.3 и гранта РФФИ-БРФФИ проект №16-52-00049.*

## Литература

1. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, В.Я. Алешкин // Квантовая электроника, 2013, Т. 43, № 11, С. 999.
2. С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Квантовая электроника, 2012, Т. 42, № 10, с. 931.

# Междолинное смешивание за счёт интерфейсов в полупроводниковых наноструктурах

М.О. Нестоклон<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

\* nestoklon@coherent.ioffe.ru

На гетероинтерфейсах в меру нарушения трансляционной инвариантности состояния из различных долин могут смешиваться. Эффекты междолинного смешивания, их влияние на электронные состояния и оптические свойства рассмотрены в рамках метода сильной связи на примере квантовых ям Si/SiGe, нанокристаллов халькогенидов свинца, квантовых точек (In,Ga)As/GaP и Ge/Si.

## Введение

В работе рассмотрен ряд эффектов, обусловленных сложной долинной структурой некоторых полупроводников. Трансляционная инвариантность нарушается на интерфейсах, что приводит к смешиванию состояний из различных долин в наноструктурах. Для описания таких эффектов требуется атомистический метод, который хорошо описывает зонную структуру полупроводников во всей зоне Бриллюэна.

## Квантовые точки из халькогенидов свинца

Нами было исследовано долинное расщепление в квантовых точках на основе PbSe и PbS [1]. Такие нанокристаллы обладают рядом особенностей по сравнению с квантовыми точками из полупроводников  $A^3B^5$  и  $A^2B^6$ , так как экстремумы зоны проводимости и валентной зоны в халькогенидах свинца находятся в четырёх неэквивалентных L точках зоны Бриллюэна. Обусловленное размерным квантованием долинное смешивание и анизотропия эффективной массы должны быть приняты во внимание для полного описания свойств таких нанокристаллов, поэтому для расчёта был использован метод сильной связи. Рассмотрены нанокристаллы практически сферической формы, но с различным выбором положения центра относительно узлов кристаллической решётки. Микроскопический расчёт показывает [1], что симметрия структуры влияет на долинное и спин-орбитальное расщепление уровней размерно квантованных носителей. В частности, в нанокристаллах без центра инверсии долинное и спин-орбитальное расщепление уровней оказывается существенно подавлено. Этот

эффект необычен, так как, как правило, более высокая симметрия системы приводит к большему вырождению энергетических уровней, в то время как в данном случае подавление расщеплений возникает в нанокристаллах меньшей симметрии. Это странное поведение удаётся объяснить с привлечением аппарата теории групп.

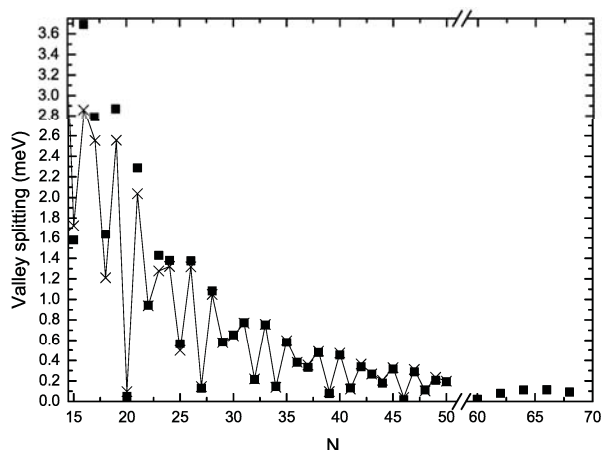
## Квантовые ямы на основе полупроводников с алмазной решёткой

Также, в работе рассмотрено долинное и спиновое расщепление в квантовых ямах Si/SiGe. В таких квантовых ямах, выращенных в направлении [001], допускаются спин-зависимые слагаемые вида

$$H(k) = \alpha (\sigma_x k_x - \sigma_y k_y) + \beta (\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) \quad (\text{ф1})$$

где  $\sigma_x, \sigma_y$  — матрицы Паули, а  $k_x, k_y$  — компоненты волнового вектора электрона в плоскости квантовой ямы. Оказывается, что константы спинового расщепления  $\alpha, \beta$  определяются осцилляциями долинного расщепления в зависимости от толщины квантовой ямы [1]. Долинное и спиновое расщепление рассчитано в методе сильной связи в зависимости от числа моноатомных слоёв N в структуре с квантовой ямой Si и барьерами Si<sub>0.7</sub>Ge<sub>0.3</sub>. Также, изучено влияние электрического поля на спиновое расщепление [2]. Расчёты показывают, что спиновое расщепление за счёт интерфейсов и структурной анизотропии оказываются сравнимы в полях порядка  $4 \cdot 10^4$  В/см. Для качественного анализа результатов построен обобщённый метод плавных огибающих. Аналитический подход всего

лишь с пятью параметрами идеально воспроизводит сложный микроскопический расчёт, см. рис. 1.



**Рис. 1.** Долинное расщепление в зависимости от числа моноатомных слоёв  $N$  в структуре с квантовой ямой Si/SiGe без приложенного электрического поля. Квадраты и вершины ломаной линии представляют, соответственно, результаты расчёта в методе сильной связи и расчёт в приближении плавных огибающих.

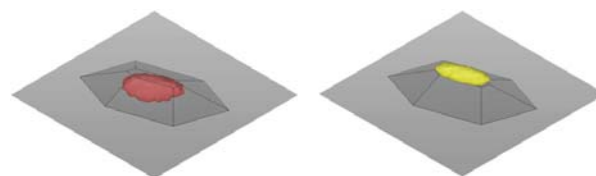
## L–X переключение в квантовых точках Ge/Si

В работе исследована перестройка спектра состояний в квантовых точках Ge/Si ядро-оболочка. Показано, что кремниевой оболочки уже монослойной толщины достаточно для уменьшения излучательной рекомбинации в результате L – X переключения [4]. Оболочка также приводит к сильному сдвигу фотолуминесценции в инфракрасную область. Электронный спектр и скорости излучательных переходов получены с использованием стандартной модели сильной связи  $sp^3d^5s^*$ . Для исследования долинной структуры по результатам атомистического моделирования рассчитана локальная плотность состояний в обратном пространстве. Анализ локальной плотности состояний в прямом и обратном пространстве позволяет качественно проанализировать результаты атомистического расчёта: показано, что переход к гетероструктурам II типа в реальном и обратном пространстве происходит при различной толщине оболочки, изменение долинной структуры заметно при существенно меньшей толщине оболочки, чем требуется для того, чтобы стала заметна локализация электронов в материале оболочки. Также исследовано характерное время бесфононных излучательных переходов в Si/Ge нанокристаллах. Показано, что долинное переключение играет существенно большую роль в уменьшении скорости излучательных пере-

ходов, чем пространственная локализация, важная для типичных гетероструктур II рода

## Квантовые точки (In,Ga)As/GaP

Исследованы оптические свойства квантовых точек (In,Ga)As/GaP. Выполнено атомистическое моделирование электронных и оптических свойств, показано, что переходы между дырками, локализованными в точках, и электронами, сформированными из  $X_Z$  долин и локализованными в матрице GaP за счёт поля напряжений [5], играют основную роль в оптических свойствах. Расчёты подтверждаются экспериментальными данными [6].



**Рис. 2.** Вид волновой функции основного состояния дырки (слева) и электрона (справа) для квантовой точки (In,Ga)As/GaP.

Поле деформаций рассчитано для достаточно большой сверхъядчейки в методе поля валентных сил, электронные состояния рассчитывались в рамках  $sp^3d^5s^*$  метода сильной связи. Оказывается, что для основного состояния электрона волновая функция локализована не внутри квантовой точки, а в матрице близко к вершине точки, см. Рис. 2. Орбитальный состав волновой функции основного состояния характерен для долины  $X_Z$ , дискретное преобразование Фурье подтверждает, что оно в основном образовано из состояний долины  $X_Z$  (более 95%) с небольшой примесью состояний из  $\Gamma$  точки (0.02%). Сдвиг основной линии фотолуминесценции хорошо согласуется со значениями деформационного потенциала в X долине [6].

## Литература

1. A.N. Poddubny, M.O. Nestoklon, S.V. Goupalov // Phys. Rev. B 86, 035324 (2012).
2. M.O. Nestoklon, L.E. Golub, E.L. Ivchenko // Phys. Rev. B 73, 235334 (2006).
3. M.O. Nestoklon, E.L. Ivchenko, J.-M. Jancu, P. Voisin // Phys. Rev. B. 77, 155328 (2008).
4. M.O. Nestoklon, A.N. Poddubny, P. Voisin, K. Dohnalova // The Journal of Physical Chemistry C 120, 18901 (2016).
5. C. Robert, M.O. Nestoklon, K. Pereira da Silva, et al. // Appl. Phys. Lett. 104, 011908 (2014).
6. C. Robert, K. Pereira Da Silva, M.O. Nestoklon, et al. // Phys. Rev. B 94, 075445 (2016).

# Приповерхностная люминесценция в гетероструктурах на основе AlAs

В.Е. Никифоров<sup>2</sup>, Д.С. Абрамкин<sup>1,2</sup>, Т.С. Шамирзаев<sup>1,2,\*</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

\* tim@isp.nsc.ru

Высокая реакционная способность Al приводит к тому, что поверхность гетероструктур на основе AlAs необходимо защищать слоем GaAs. Таким образом, в приповерхностной области таких гетероструктур всегда есть гетеропереход GaAs/AlAs. В работе показано, что при нерезонансном оптическом возбуждении с этим гетеропереходом связана полоса фотолюминесценции, интенсивность которой определяется типом легирования защитного слоя GaAs.

## Введение

Широкозонный полупроводник AlAs активно используется для создания оптоэлектронных гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками (КТ) для фундаментальных исследований и практического применения. Из-за высокой реакционной способности Al, сильно взаимодействующего с содержащимся в атмосфере кислородом, гетероструктуры на основе AlAs защищают тонким слоем GaAs. Поэтому в приповерхностной области гетероструктур на основе AlAs всегда есть гетеропереход GaAs/AlAs. При нерезонансном возбуждении гетероструктур на основе AlAs, излучением с энергий фотонов, превышающих ширину запрещенной зоны AlAs, с этим гетеропереходом может быть связана полоса фотолюминесценции (ФЛ), перекрывающаяся с ФЛ от КЯ и КТ. В данной работе мы показываем, что интенсивность ФЛ, связанной с приповерхностным гетеропереходом GaAs/AlAs определяется типом легирования защитного слоя GaAs.

## Методика эксперимента

В работе изучались гетероструктуры с InAs/AlAs КТ, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (001). Структуры содержали один слой КТ, между слоями AlAs толщиной 50 нм. Для защиты AlAs от окисления выращивался покровный слой GaAs. Толщина покровного слоя равнялась 20 нм. Дополнительно выращены структуры с покровным слоем, легированным кремнием (бериллием) до уровня  $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Фотолюминесценция возбуждалась полупроводниковым GaN лазером

( $h\nu = 3.06 \text{ эВ}$ ). Измерения проводились при температуре жидкого азота.

## Результаты и обсуждение

Типичный спектр ФЛ нелегированных InAs/AlAs гетероструктур с КТ показан на рис. 1. В нём присутствуют две полосы: высокоэнергетическая, обозначенная на рисунке как QD и низкоэнергетическая, обозначенная на рисунке как S. Интенсивность низкоэнергетической полосы в 1,5 раза больше интенсивности высокоэнергетической полосы. Высокоэнергетическая полоса QD связана с рекомбинацией носителей заряда в квантовых точках InAs [1].

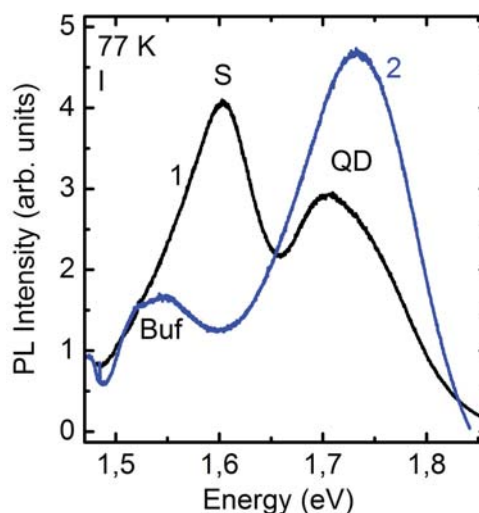
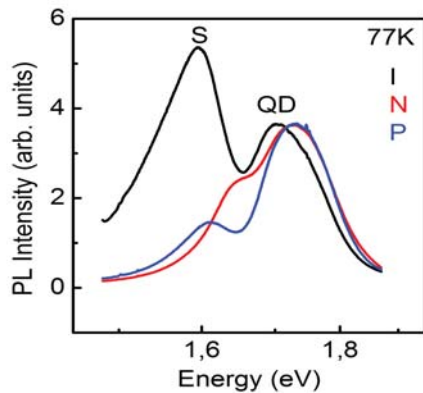


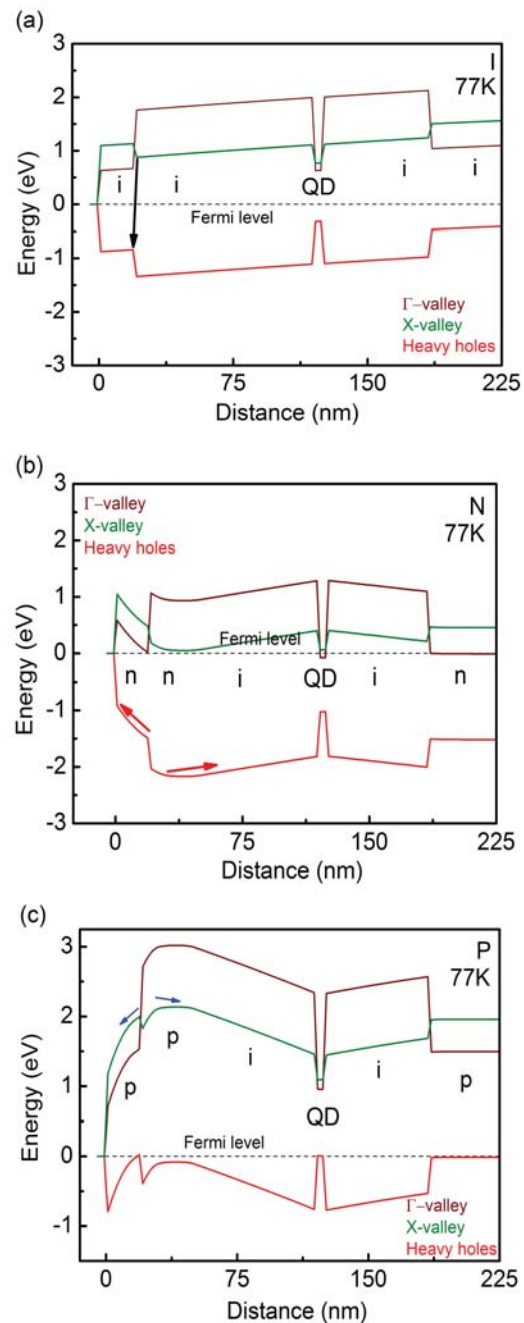
Рис. 1. Спектры ФЛ гетероструктур до (1) и после (2) удаления слоя GaAs (травление на глубину 30 нм).

Легирование покровного слоя, как донорами, так и акцепторами не приводит к изменению интенсивности полосы QD, однако, интенсивность полосы S резко уменьшается, как это видно на рис. 2.



**Рис. 2.** Спектры ФЛ InAs/AlAs гетероструктур с нелегированным (I), легированным донорами (N) и акцепторами (P) покровным слоем GaAs.

Анализ энергетического спектра гетероструктур, позволяет предполагать, что полоса S связана с рекомбинацией электронов и дырок на гетерогранице GaAs/AlAs. Действительно, как видно из приведенных на рис. 3 зонных диаграмм на гетерогранице в слое AlAs может образовываться квантовая яма для электронов, а в приповерхностном слое GaAs квантовая яма для дырок. Переход, приводящий к появлению полосы S в нелегированной гетероструктуре обозначен стрелкой на рис. 3(a). Энергетический спектр носителей заряда в области гетерограницы легированных и нелегированных гетероструктур заметно отличается, см. рис. 3(b) и (c). В гетероструктуре с покровным слоем, легированным донорами (акцепторами), отсутствует КЯ для дырок (электронов), что приводит к резкому уменьшению интенсивности полосы S. Для проверки предположения о связи полосы S с рекомбинацией электронов и дырок на гетерогранице GaAs/AlAs нелегированный поверхностный слой (толщиной ~ 30 нм) стравливался. Полоса S после травления исчезает как это видно на рис. 1. Удаление поверхностного слоя GaAs, который обладает большим коэффициентом поглощения лазерного излучения, приводит к возрастанию интенсивности полосы QD из-за увеличения концентрации фотовозбужденных носителей заряда в области КТ и появлению ФЛ от буферного слоя GaAs. Таким образом, в работе показано, что спектрах ФЛ гетероструктур на основе AlAs при нерезонансном возбуждении появляется



**Рис. 3.** Зонные диаграммы InAs/AlAs гетероструктур: (a) нелегированная, (b) легированная примесями n-типа, (c) легированная примесями p-типа.

полоса, обусловленная рекомбинацией на гетеропереходе покровный слой GaAs – слой AlAl. Интенсивность ФЛ в этой полосе определяется типом легирования защитного слоя.

*Работа поддержана РФФИ проект № 16-02-00242.*

## Литература

1. T.S. Shamirzaev et al. // Phys. Rev. B 78, 085323 (2008).

# Рекомбинация фотоионизованных носителей заряда в высоколегированном p-Ge

Е.Е. Орлова<sup>1</sup>, N. Deßmann<sup>2</sup>, R.Kh. Zhukavin<sup>1</sup>, V.V. Tsyplenkov<sup>1</sup>, V.N. Shastin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> Humboldt-Universität zu Berlin, Department of Physics, Newtonstr. 15, 12489, Berlin, Germany.

\*orlova@ipmras.ru

Представлены результаты расчетов зависимости скорости захвата фото-ионизованных носителей заряда при взаимодействии с акустическими и оптическими фононами в p-Ge от концентрации притягивающих центров. Расчет проводился в квазиклассическом приближении, с учетом влияния перекрытия орбит соседних центров в приближении их равномерного распределения. Результаты расчетов хорошо согласуются с данными измерений времен релаксации в высоколегированном p-Ge, измеренных методом накачки и пробного импульса.

Исследования релаксации фото-ионизованных носителей заряда методом накачки и пробного импульса показали наличие быстрых рекомбинационных процессов (30–170 ps) в образцах с высоким уровнем легирования и компенсации [1]. Эти результаты показывают возможность улучшения быстродействия p-Ge фотоприемников более, чем на порядок. Однако, природа наблюдаемых быстрых релаксационных процессов до сих пор не была выяснена. Настоящая работа посвящена исследованию процессов рекомбинации фото-ионизованных носителей в p-Ge и их зависимости от уровня легирования.

## Расчет рекомбинации при излучении акустических и оптических фононов

Расчет каскадного захвата при взаимодействии с акустическими фононами и одноквантовой рекомбинации с излучением оптических фононов проводился в квазиклассическом приближении. Учет влияния перекрытия орбит соседних центров достигался усреднением вероятностей переходов по состояниям с одинаковой полной энергией в поле совокупности притягивающих центров (рис. 1.) в приближении их равномерного распределения [2]. Для учета влияния каскадного захвата на распределение свободных носителей заряда уравнение Фоккера-Планка [3] решалось одновременно как для локализованных, так и для свободных состояний в поле притягивающих центров. Показано, что перекрытие орбит начинает сказываться на временах каскадного захвата на мелкие акцепторы германия при температуре около 4 К уже при концентрациях центров захвата порядка  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , а при концентрациях порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  может быть существенным разогрев функции распределения фото-ионизованных носителей заряда из-за быстрого захвата носителей заряда с малой энергией (рис. 2.).

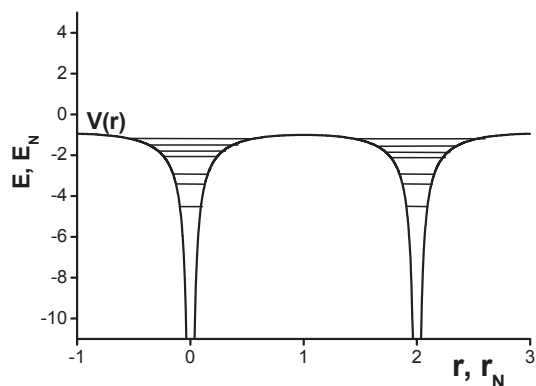


Рис. 1. Потенциал совокупности кулоновских центров в приближении равномерного распределения,  $E_N = (4N_i/3\pi)1/3 e^2/\epsilon$ ,  $N_i$  – концентрация центров,  $r_N$  – среднее расстояние между центрами.

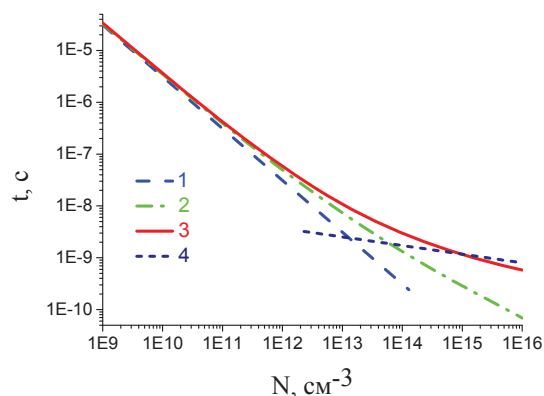
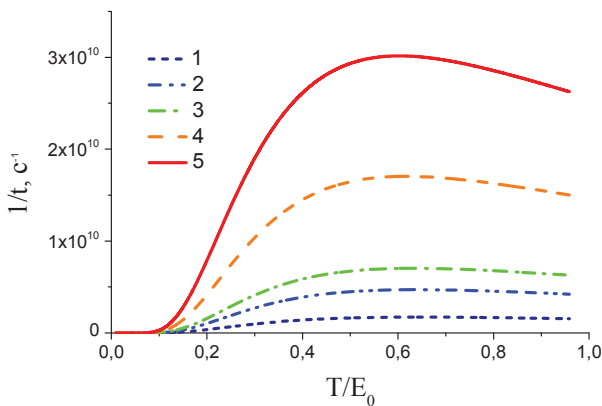


Рис. 2. Зависимость времени каскадного захвата от концентрации центров захвата: 1 – модель изолированных центров захвата; 2 – модель потенциала совокупности равномерного расположенных центров, с равновесной функцией распределения свободных носителей; 3 – модель потенциала совокупности равномерного расположенных центров, с учетом неравновесного распределения фото-ионизованных носителей заряда; 4 – время энергетической релаксации для энергии перекрытия орбит.

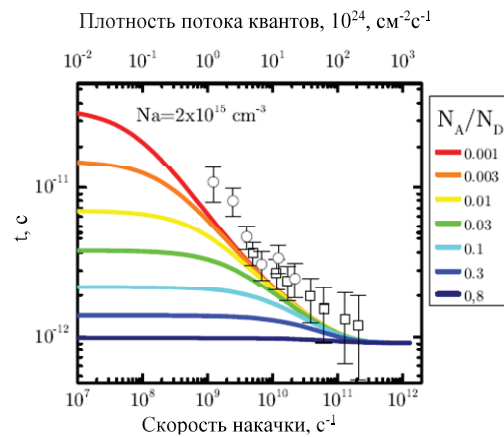
При больших концентрациях центров захвата полученные времена рекомбинации уменьшаются быстрее, чем это предполагает качественная формула [2], связывающая время жизни при перекрытии существенных для каскадного захвата орбит со скоростью энергетической релаксации свободных носителей заряда с энергией, соответствующей уровню протекания. Такое расхождение связано с увеличением среднего значения вероятности испускания фононов при ускорении носителей заряда в поле примесных центров. Минимальное время жизни при каскадном захвате достигается при концентрации акцепторов порядка  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  и составляет 0.5 нс, а при термализации распределения свободных носителей заряда межэлектронными соударениями 50 пс. При дальнейшем росте концентрации притягивающих центров захват становится одноквантовым из-за перекрытия нижних возбужденных состояний. Скорость рекомбинации с излучением оптических фононов (рис. 3.) рассчитывалась в приближении квазиравновесного распределения свободных носителей заряда, которое может поддерживаться при условии быстрых межэлектронных процессов. Показано, что минимальное время рекомбинации с излучением оптических фононов достигается при температуре свободных носителей порядка половины энергии оптического фонона, и при концентрации притягивающих центров  $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  составляет порядка 3 пс.



**Рис. 3.** Зависимость скорости рекомбинации с излучением оптических фононов от температуры распределения свободных дырок,  $E_0$  – энергия оптического фонона, концентрация притягивающих центров  $N_i=2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (1),  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  (2),  $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (3),  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  (4),  $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (5).

### Сравнение с экспериментальными данными

Предложенная модель каскадного захвата хорошо описывает наблюдаемую зависимость [4] времен рекомбинации от числа притягивающих центров, регулируемого уровнем накачки в образце с концентрацией акцепторных центров  $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (рис. 4.). Наблюдаемое уменьшение времени жизни до 30 пс с увеличением мощности накачки в образцах p-Ge с уровнем легирования больше  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  и компенсацией близкой к 100 % [1] может быть связано увеличением скорости рекомбинации с излучением оптических фононов при разогреве на межподзонных оптических переходах.



**Рис. 4.** Зависимость времени рекомбинации в p-Ge от мощности излучения при накачке 10 пс импульсом.

*Работа поддержана совместной российско-германской программой (InTerFEL Project, BMBF No. 05K2014 и проект Российского Министерства Образования и Науки (No. RFMEFI61614X0008)).*

### Литература

1. N. Dessmann et al. // Appl. Phys. Lett., vol. 106, no. 17, p. 171109 (2015).
2. E.E. Orlova et al. // Physica Status Solidi (b), 210, 859 (1998).
3. V.N. Abakumov, V.I. Perel', I.N. Yassievich // Non-radiative recombination in semiconductors, vol. 33. NorthHolland, 1991.
4. N. Deßmann et al. // Принято к публикации в Phys. Status Solidi B.

# Плазмохимическое осаждение плёнок $\text{SiN}_x$ в индуктивно-связанной плазме $\text{SiH}_4/\text{Ar}+\text{N}_2$

А.И. Охапкин\*, С.А. Королёв, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов, С.А. Краев, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин

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

\*andy-ohapkin@yandex.ru

Методом ICP-CVD получены плёнки  $\text{SiN}_x$  на кремнии в плазме  $\text{SiH}_4/\text{Ar}+\text{N}_2$  в условиях сильного разбавления силана аргоном. Изучены зависимости скорости осаждения и свойств нитрида кремния от газового состава плазмы, давления, мощности ёмкостного и индуктивного разряда. Установлено, что наименьшее содержание примесей в плёнках и их наилучшие свойства реализуются при соотношении азота и силана, близкого к 1.4. Возрастание мощности ёмкостного разряда способствует получению более гладких образцов за счет полирующего действия ионов аргона.

## Введение

Нитрид кремния – широко применяемый в микроэлектронике материал для пассивации полупроводниковых приборов с целью уменьшения обратного тока диодов, а также в качестве подзатворного диэлектрика в транзисторных структурах. Перспективным методом получения плёнок  $\text{SiN}_x$  является осаждение в индуктивно-связанной плазме, ICP-CVD (Inductive Coupling Plasma Chemical Vapor Deposition). Несмотря на значительную популярность данного метода, до сих пор влияние параметров плазмы на свойства выращенных плёнок  $\text{SiN}_x$  изучено не полностью и не для всех газовых смесей. Имеется работы, в которых показано, что добавка аргона в состав плазмы способствует получению морфологически более гладких плёнок по сравнению с использованием чистого моносилана [1,2]. В данном исследовании изучена зависимость скорости роста, химического состава, морфологических и диэлектрических свойств плёнок нитрида кремния, выращенных на кремнии в индуктивно-связанной плазме  $\text{SiH}_4/\text{Ar}+\text{N}_2$  от параметров процесса: соотношения реагентов, давления, мощности ёмкостного и индуктивного разряда в условиях сильного разбавления силана аргоном.

## Методика эксперимента

Плёнки  $\text{SiN}_x$  получены на установке плазмохимического травления Oxford Plasmalab80 Plus с источником индуктивно-связанной плазмы ICP65 при температуре ниже  $150^\circ\text{C}$ . Предварительно установка была модифицирована для осуществления процессов осаждения диэлектриков путём размещения в камере реактора газораспределительного кольца для напуска силана. В качестве источника кремния ис-

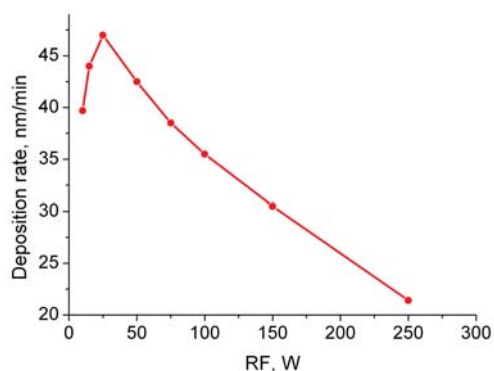
пользовали 4% смесь  $\text{SiH}_4/\text{Ar}$ . Источником азота служил  $\text{N}_2$ . Общий поток реагентов составил  $148\text{ см}^3/\text{мин}$ . Преимущество выбора такой сильно-разбавленной смеси заключается в безопасности проведения процесса осаждения, а также в подавлении побочных газофазных реакций.

Морфологические, структурные и диэлектрические измерения получившихся слоёв  $\text{SiN}_x$  осуществляли на оборудовании Центра коллективного пользования ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур». Толщину, плотность и шероховатость плёнок измеряли методом рентгеновской рефлектометрии. Для определения состава плёнок использовали ВИМС-анализ (вторично-ионная масс-спектрометрия). Поверхность образцов исследовали методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и оптической интерферометрии белого света. Также были определены электрофизические характеристики плёнок: поле пробоя, удельное сопротивление и диэлектрическая проницаемость.

## Результаты и обсуждение

Скорость осаждения плёнок оказалась максимальной при соотношении  $\text{N}_2/\text{SiH}_4 = 1.4$ . Данная закономерность объясняется тем, что соотношение азота и силана равное 1.4, близко к стехиометрическому значению брутто-формулы  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Избыток азота, как и его недостаток, способствует уменьшению скорости осаждения. Её зависимость от мощности ёмкостного разряда (RF, Radio Frequency Power) имеет максимум (рис. 1). В диапазоне от 10 до 25 Вт скорость осаждения увеличивается с  $39.7\text{ нм}/\text{мин}$  до  $47\text{ нм}/\text{мин}$ . Это связано с увеличением степени ионизации азота при повышении RF- мощности.





**Рис. 1.** Зависимость скорости осаждения плёнок  $\text{SiN}_x$  от мощности ёмкостного разряда. Здесь и далее давление = 50 мТорр,  $\text{N}_2/\text{SiH}_4 = 1.4$ , ICP- мощность = 250 Вт.

Однако далее скорость осаждения постепенно снижается до 21.4 нм/мин (при 250 Вт) из-за протекания конкурирующего процесса травления плёнки аргоном.

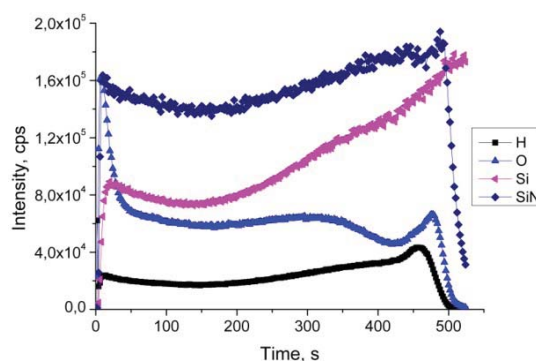
Изменение давления по причине сильного разбавления реагентов не оказывает существенного влияния на скорость осаждения  $\text{SiN}_x$ , но с его уменьшением ухудшается морфология плёнок. На поверхности наблюдается формирование крупных неоднородностей в виде кластеров диаметром 5 мкм и высотой порядка 100 нм.

Зависимость скорости осаждения от мощности индуктивного разряда (ICP) имеет возрастающий характер, поскольку с увеличением ICP- мощности повышается концентрация ионов в плазме.

ВИМС- анализ осаждённых плёнок показал, что при уменьшении доли азота в газовой смеси состав плёнок кардинально меняется. При его избытке выращенные плёнки представляют собой оксид кремния (кислород в адсорбированном виде присутствует на стенках реактора). Промежуточные значения соответствуют получению оксинитрида кремния, а при соотношении  $\text{N}_2/\text{SiH}_4 = 1.4$  образуется нитрид кремния с примесью водорода и кислорода (рис. 2). При этом массовая доля последнего снижается с увеличением RF- мощности.

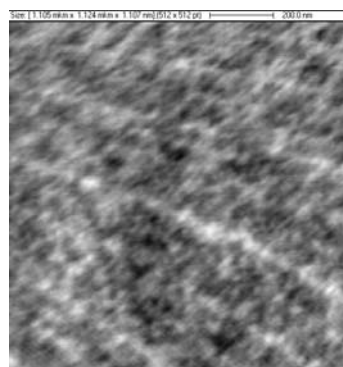
По данным рентгеновской рефлектометрии с повышением мощности ёмкостного разряда увеличивается плотность плёнок (с 2.2 до 2.5 г/см<sup>3</sup>) и уменьшается шероховатость поверхности. В частности, при 150 Вт удалось получить гладкую плёнку  $\text{SiN}_x$  со среднеквадратичной шероховатостью  $0.7 \pm 0.2$  нм.

Анализ поверхности методом атомно-силовой микроскопии показал, что все плёнки, выращенные при



**Рис. 2.** Профиль распределения по глубине элементов H, O, Si и N (по линии Si) плёнки  $\text{SiN}_x$ , осаждённой при мощности ёмкостного разряда 10 Вт.

малой RF- мощности, состоят из зерен с характерным размером 30 – 40 нм. По сравнению с ними, поверхность образцов, полученных при 150 Вт, является гладкой (рис. 3).



**Рис. 3.** АСМ-изображение поверхности плёнки  $\text{SiN}_x$ , осаждённой при мощности ёмкостного разряда 150 Вт.

Плёнки, имеющие толщину >50 нм, демонстрировали хорошие диэлектрические свойства, не зависящие от состава газовой смеси: поле пробоя составило для них  $0.8 - 1.2 \times 10^7$  В/см (табличное значение  $10^7$  В/см), удельное сопротивление  $>10^{14}$  Ом×см. Диэлектрическая проницаемость образцов варьировалась в диапазоне 5.1 - 6.5 (табличное значение 7.5).

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-32-00189).*

## Литература

1. J. Yota, J. Hander, A.A. Saleh. // J. Vac. Sci. Technol. A, V. 18(2), 372 (2000).
2. A. Kshirsagar, P. Nyaupane, D. Bodas et al. // Applied Surface Science, V. 257, 5052 (2011).

# Оптимизация параметров сверхрешетки для диодов терагерцевого диапазона частот

Д.Г. Павельев<sup>1</sup>, А.П. Васильев<sup>2</sup>, В.А. Козлов<sup>1,3</sup>, Е.С. Оболенская<sup>1</sup>, С.В. Оболенский<sup>1</sup>, В.М. Устинов<sup>4</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> НТЦ микроэлектроники РАН, ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021.

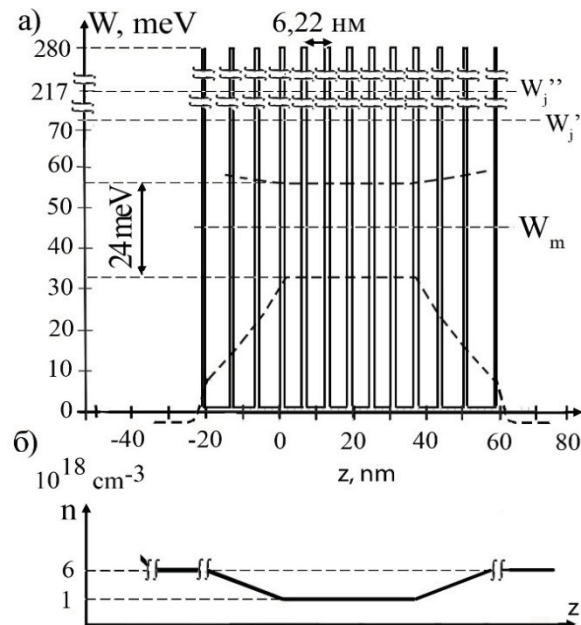
<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, 607680.

<sup>4</sup> ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021.

\*pavelev@rf.unn.ru, vasiljev@mail.ioffe.ru, kozlov@ipm.sci-nnov.ru, obolensk@rf.unn.ru, vmust@beam.ioffe.ru

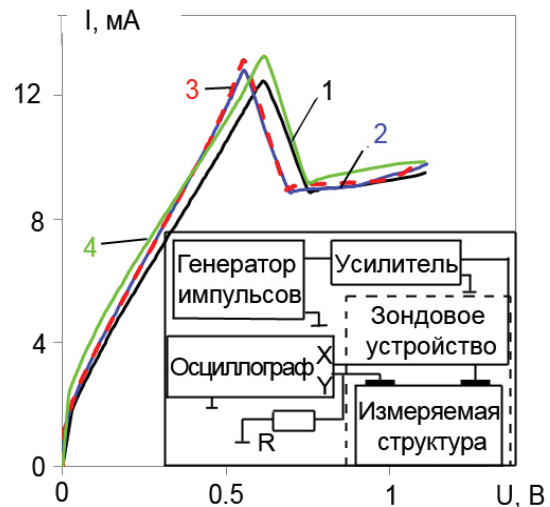
Ранее нами исследовалась GaAs/AlAs сверхрешетка (СР) с малой площадью активной области (~1 мкм<sup>2</sup>) и установлена возможность ее эффективного применения в терагерцевом диапазоне частот. Теоретически и экспериментально было показано, что на высоких частотах малопериодные СР проявляют существенные преимущества по сравнению с длиннопериодными, содержащими 50-100 периодов. Была продемонстрирована возможность эффективного применения коротких СР в качестве приемников излучения (гармонических смесителей) до 5.3 ТГц. В данной работе исследования продолжены – теоретически и экспериментально проведена оптимизация конструкции СР. Показано, что эффективность работы малопериодных СР во многом определяется переходными областями, расположенными на ее краях.

Для исследований методом молекулярно-лучевой эпитаксии [1] были изготовлены планарные диодные структуры на СР состоящие из 18 монослоев GaAs и 4 монослоев AlAs (рис. 1). Площадь активной области – 1 мкм<sup>2</sup>. Для эффективного ввода электронов в СР на ее краях были сформированы переходные слои (рис. 1), состоящие из чередующихся слоев AlAs и GaAs с толщинами 1x28, 2x24 и 3x21 монослоев [2].



**Рис. 1.** Конструкция короткой диодной структуры [1] (6 периодов): а) зонная диаграмма минизоны с учетом переходных слоев; б) концентрация доноров. Указано положение середины минизоны  $W_m$  и энергетических уровней в конечной  $W_j'$  и бесконечной  $W_j''$  отдельных квантовых ямах.

Вид экспериментальных импульсных ВАХ диодных структур приведен на рис. 3. За счет низкой (1/200) скважности импульсов удавалось избежать нагрева исследуемых структур. Благодаря специальной калибровке задержки импульсов в сигнальных линиях измерительного стенда удалось минимизировать искажения получаемой ВАХ. Результаты измерений позволили точнее калибровать компьютерную модель, чем это было сделано в [2], что позволило провести оптимизацию конструкции диодов с минимальной погрешностью.



**Рис. 2.** Импульсные ВАХ исследуемых структур. Длительность измерительного импульса напряжения – 50 нс. Период следования измерительных импульсов: 1 – 200 нс; 2 – 500 нс; 3 – 2 мкс; 4 – 10 мкс. На врезке представлена блок-схема измерительного стенда.

Оптимизация конструкции СР проводилась исходя из результатов моделирования транспорта электронов для СР, состоящих из 16, 18 или 20 слоев GaAs и 2, 4 или 6 слоев AlAs. Расчет параметров минизоны в СР и переходных слоях проводился на основе оригинального подхода, основанного на модели Кронига-Пенни и сопоставления положения минизоны в бесконечной СР с положением уровней в отдельных квантовых ямах конечной глубины. Для моделирования транспорта электронов в коротких СР применялся комплекс моделей: квазигидродинамическое приближение и метод Монте-Карло [4], в котором учитывалась зонная диаграмма СР. Сначала проводились расчеты в рамках квазигидродинамической модели, состоящей из уравнений баланса энергии и импульса. Затем проводилось более детальное моделирование транспорта электронов методом Монте-Карло. Модель калибровалась по экспериментальным данным о величине плотности тока СР с разными параметрами слоев.

Методом Монте-Карло проводился расчет зависимости средней скорости электронов от координаты. В таб. 1 показаны параметры минизоны, использованные для расчета зависимости скорости, приведенной на рис. 2. Видно, что параметры СР существенно влияют на скорость электронов, но как показали расчеты изменение параметров переходных слоев СР, влияет на скорость и концентрацию электронов в 1.5 – 2 раза сильнее.

Таблица 1. Параметры моделируемых структур.

Соотношение количества монослоев GaAs и AlAs	$W_m$ , мэВ	Ширина минизоны $W$ , мэВ	Концентрация СР $N_{SL}$ , см <sup>-3</sup>
18x2	52	60,9	10 <sup>14</sup>
18x6	43,5	9,6	10 <sup>14</sup>
18x2	52	60,9	10 <sup>18</sup>
18x6	43,5	9,6	10 <sup>18</sup>

В [2] было установлено, что в малопериодных СР определяющую роль в транспортных свойствах играет соотношение между ансамблем квазибаллистических электронов, претерпевающих только малоугловые рассеяния (дает основной вклад в электрический ток), и ансамблем электронов, формирующим объемный заряд из-за сильного рассеяния. В данной работе показано, что формирование указанных ансамблей осуществляется не только самой СР, но также и ее переходными слоями, со-

гласующими СР с объемным GaAs, примыкающими к сверхрешетке.

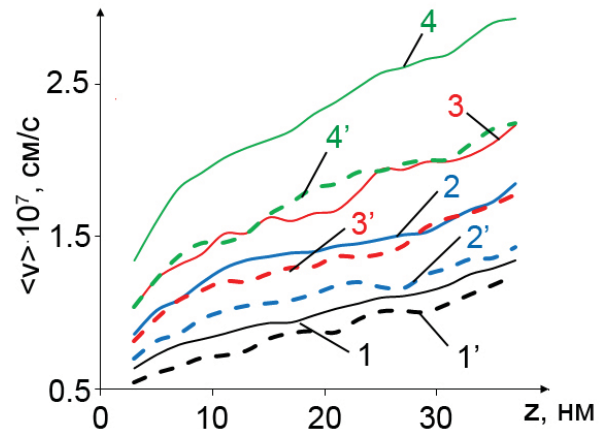


Рис. 3. Расчетная средняя скорость пролета электронов через сверхрешетку в зависимости от координаты при концентрации  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  для различного положения середины минизоны  $W_m$  и напряженности поля в сверхрешетке  $E_{SL}$ :

- 1 -  $W_m=52$  мэВ,  $E_{SL}=2$  кВ/см; 1' -  $W_m=43.5$  мэВ,  $E_{SL}=2$  кВ/см;  
 2 -  $W_m=52$  мэВ,  $E_{SL}=8$  кВ/см; 2' -  $W_m=43.5$  мэВ,  $E_{SL}=8$  кВ/см;  
 3 -  $W_m=52$  мэВ,  $E_{SL}=12$  кВ/см; 3' -  $W_m=43.5$  мэВ,  $E_{SL}=12$  кВ/см;  
 4 -  $W_m=52$  мэВ,  $E_{SL}=20$  кВ/см; 4' -  $W_m=43.5$  мэВ,  $E_{SL}=20$  кВ/см.

В [5] было показано, что появление баллистических электронов в малопериодных СР приводит к возможности образования за счет таких электронов терагерцевой динамической отрицательной проводимости. Проведенные в данной работе расчеты не только подтвердили этот факт, но и позволили предложить усовершенствованную конструкцию СР.

Работа поддержана грантами РФФИ № 14-02-00581, РФФИ №15-02-07935 и МОН РФ (соглашение от 27 августа 2013 г. № 02.В.49.21.0003), а также Государственным заданием МОН РФ (код проекта 2183).

## Литература

- Д.Г. Павельев, А.П. Васильев, В.А. Козлов и др. // Журнал Радиоэлектроники, 2016, № 1, 1.
- Д.Г. Павельев, А.П. Васильев, В.А. Козлов и др. // ФТП, т. 50, вып. 11, с. 1548-1553 (2016).
- Д.Г. Павельев, Н.В. Демарина, Ю.И. Кошуринов, и др. // ФТП, Т. 38, вып. 9. С. 1141-1146 (2004).
- S.V. Obolensky, A.V. Murel, N.V. Vostokov and V.I. Shashkin // IEEE Trans. on Electron Devices, 2011, v. 58, № 8, P. 2507-2510.
- V.A. Kozlov, A.V. Nikolaev, A.V. Samokhvalov // Semicond. Sci. Technol, V. 19, n. 4, P. S99- S101 (2004).

# Гидродинамические плазменные неустойчивости в плазмонных кристаллах на основе двумерных материалов

А.С. Петров<sup>1,\*</sup>, Д.А. Свинцов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов МФТИ, Московская область, Долгопрудный, Институтский проезд, д. 4, 141701

\*aleksandr.petrov@phystech.edu

В работе рассматривается возможный механизм возникновения плазменной неустойчивости в транзисторных структурах с периодическим затвором (плазмонных кристаллах). На основании метода трансфер-матриц получено дисперсионное уравнение для плазмонов в плазмонном кристалле при наличии постоянного тока и показано, что решающую роль в развитии неустойчивости играет усиленное отражение плазмона от границы между открытой и подзатворной областями. Рассчитанные темпы роста неустойчивости превосходят столкновительные времена релаксации в ряде широко используемых полупроводников, что позволяет судить о возможности терагерцовой (ТГц) генерации из исследуемых структур.

## Введение

На настоящий момент существует значительная потребность в компактных и эффективных источниках и детекторах излучения терагерцового (ТГц) диапазона, причём наиболее многообещающими показателями обладают приборы на основе плазмонных неустойчивостей в двумерных электронных системах. Так, недавно была обнаружена мощная ТГц эмиссия из транзисторной структуры с двумерным электронным газом под решетчатым затвором [1]. При этом дрейфовая скорость носителей в канале существенно меньше скорости насыщения и скорости плазменных волн, что не позволяет связать возникновение плазменной неустойчивости с пролётными или пучковыми механизмами.

Нами разработана теоретическая модель, позволяющая объяснить возникновение плазменной неустойчивости уже при небольших дрейфовых скоростях в многозатворных структурах. Область под каждым затвором является резонатором для двумерных плазмонов, причём волны, распространяющиеся по потоку, усиливаются при отражении от границы между подзатворной и открытой областями по механизму Дьяконова-Шура [2]. На основании метода трансфер-матриц получено общее дисперсионное уравнение для бегущих плазменных волн в периодических транзисторных структурах. Далее, в предположении гидродинамического транспорта был проведён анализ неустойчивостей в структуре, изображённой на рис. 1. Были выявлены условия возникновения самовозбуждения плазмонов и показано, что пороговая скорость лежит ниже скорости плазменных волн (рис. 2) [3].

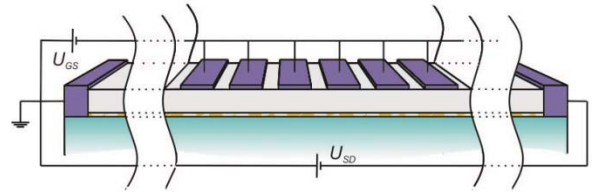


Рис. 1. Схематическое изображение транзисторной структуры с двумерным электронным газом и решетчатым затвором.

## Метод трансфер-матриц

Дисперсионное уравнение для бегущих плазменных волн в плазмонном кристалле в общем виде записывается как

$$\det(\hat{T} - \hat{I}e^{i\theta}) = 0. \quad (1)$$

Трансфер-матрица элементарной ячейки  $\hat{T}$  есть произведение двух трансфер-матриц, описывающих транспорт через границу открытой/подзатворной (о/п границу) области, и двух трансфер-матриц свободного распространения волн. Подставив соответствующие выражения в (1), приходим к дисперсионному уравнению:

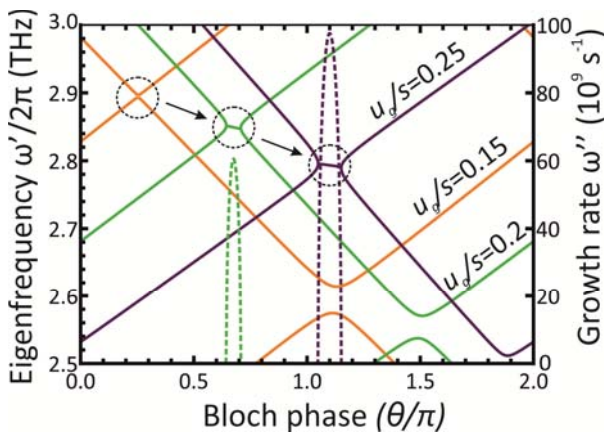
$$\begin{aligned} & \cos\left(\theta + \frac{k_+^g + k_-^g}{2} L_g + \frac{k_+^u + k_-^u}{2} L_u\right) = \\ & = \cos\left(\frac{k_+^g - k_-^g}{2} L_g\right) \cos\left(\frac{k_+^u - k_-^u}{2} L_u\right) - \\ & - Z \sin\left(\frac{k_+^g - k_-^g}{2} L_g\right) \sin\left(\frac{k_+^u - k_-^u}{2} L_u\right), \end{aligned} \quad (2)$$

здесь  $\theta$  – блоховская фаза,  $L_{g,u}$  – длины подзатворной и открытой областей, соответственно,  $k_{+(-)}^{g,u}$  –

волновые векторы плазмонов, распространяющихся по (против) потока в подзатворной, открытой области,  $Z$  – модулирующий фактор, выражающийся через коэффициенты отражения и прохождения плазмонов через о/п границу. Подробнее см. [3].

### Результаты

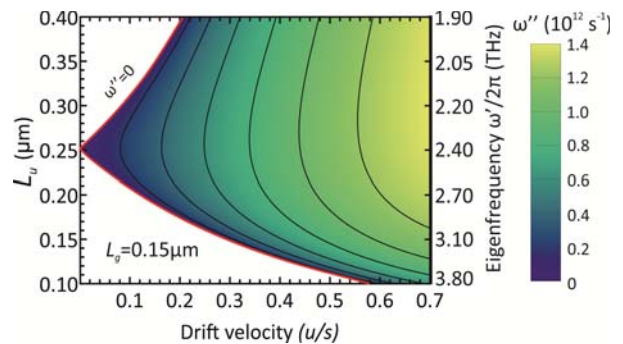
Получив с помощью уравнений гидродинамики выражения для  $k_{+(-)}^{s,u}$ , а также потребовав непрерывность потенциала и потока на о/п границе, построим дисперсионные кривые (рис. 2).



**Рис. 2.** Спектр частот (сплошные линии) и инкременты неустойчивостей (штриховые линии) при различных скоростях дрейфа электронов в GaAs транзисторе. Длины подзатворной и открытой областей 0,25 и 0,6 мкм, концентрации носителей в них  $2 \cdot 10^{12}$  и  $5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, проницаемость диэлектрика 12,7, его толщина 10 нм;  $u$  — скорость дрейфа,  $s$  — скорость плазменных волн.

Видно, что при пороговом значении скорости  $u$ , равном  $u_{th} = |s - 2\omega d|$  ( $s$  — скорость плазменных волн,  $\omega$  — частота излучения,  $d$  — толщина диэлектрика), происходит смена типа антипересечения дисперсионных кривых, и собственная частота приобретает мнимую часть, что соответствует са-

мовозбуждению колебаний. Также были выявлены условия, позволяющие определить собственную частоту и темп роста наиболее неустойчивой моды, результаты этого расчёта представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что при не слишком больших дрейфовых скоростях (порядка половины скорости плазменных волн) темп роста неустойчивости в GaAs транзисторе может достигать 1 ТГц, что превосходит темп столкновительного затухания плазмонов при 250 К.



**Рис. 3.** Цветовая карта зависимости максимального темпа роста неустойчивости в GaAs транзисторе от скорости потока и длины открытой области. Длина затвора 0,17 мкм, толщина диэлектрика 20 нм, остальные параметры как на рис. 2.

*Исследования поддержаны грантом РФФИ 16-29-03402\16.*

### Литература

1. T.Otsuji et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, V. 3, pp. 63-71 (2013).
2. M. Dyakonov, M. Shur // Physical Review Letters, V.71, 2465 (1993).
3. A.S.Petrov et al. // Physical Review B, V. 95, 045405 (2017).

# Применение спектроскопии фотолюминесценции для исследования поперечного скола многослойных гетероструктур

С.М. Планкина<sup>1\*</sup>, О.В. Вихрова<sup>2</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>, А.В. Нежданов<sup>1</sup>, И.Ю. Пашенькин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

\* plankina@phys.unn.ru

Лазерная структура с квантовыми ямами InGaAs/GaAsP исследована в режиме латерального сканирования поперечных сколов методами конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния света и спектроскопии фотолюминесценции. Продемонстрирована возможность дифференцированно регистрировать излучение от различных слоев структуры. Оценка состава твердого раствора  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$  по частотному положению InP-подобной моды и по энергии фотолюминесценции дает близкие значения.

Целью данной работы было изучение новых возможностей комплексного применения спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния (микро-КРС) в режиме латерального сканирования поперечных сколов многослойных гетероструктур. Предполагается, что их совместное использование позволит контролировать не только кристаллическое качество слоев, но и изменение состава твердых растворов.

## Методика эксперимента

Исследуемая лазерная структура с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAsP выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при 650 °С на подложке  $n^+$ -GaAs (100). Схема структуры приведена на вставке рис. 2, указаны технологические толщины слоев. Исследования спектров комбинационного рассеяния и фотолюминесценции 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 100х объективом с апертурой  $\text{NA} = 0.95$  в пятно диаметром  $\sim 1$  мкм, мощность пучка составляла  $\sim 0.5$  мВт. Латеральное сканирование проводилось с шагом 60 – 80 нм вдоль направления роста структуры ( $\langle 001 \rangle$ ). Фотолюминесценция исследовалась также от поверхности (001) при  $T = 77$  К с использованием He-Ne лазера мощностью 30 мВт.

## Результаты и обсуждение

Спектры комбинационного рассеяния (здесь не приводятся) и фотолюминесценции от поперечного скола структуры свидетельствуют о хорошем кристаллическом качестве эпитаксиальных слоев. На рис. 1 приведены спектры ФЛ от различных слоев структуры. Пики ФЛ, наблюдаемые при  $T = 77$  К, воспроизводятся при  $T = 300$  К (рис. 1): при  $h\nu = 1.756$  эВ, 1.419 эВ они связаны с межзонными переходами в слоях InGaP и GaAs соответственно, при  $h\nu = 1.277$ , 1.330 эВ – с переходами в КЯ InGaAs/GaAsP.

Ранее было показано, что латеральное разрешение метода микро-КРС составляет 300 нм [1], а распределение интенсивности фононных мод по координате позволяет определить толщину слоев [2].

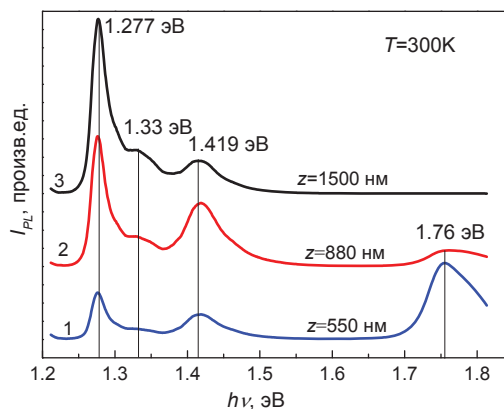
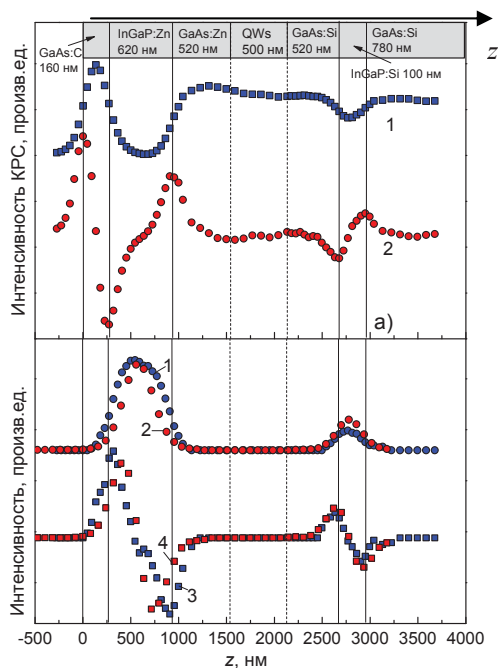


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции от различных областей структуры: 1 – от слоя InGaP:Zn; 2 – от слоя GaAs:Zn; 3 – от слоя квантовых ям InGaAs/GaAsP.

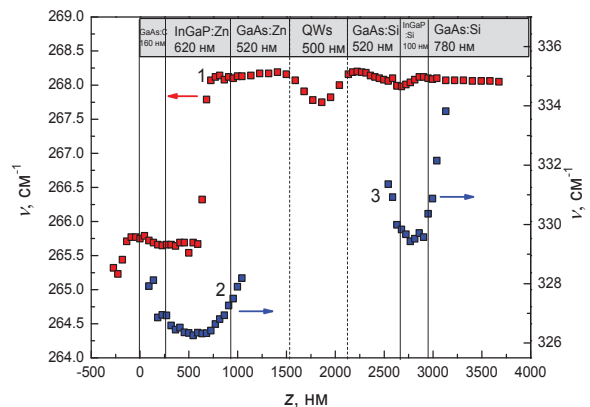
На рис. 2 приведены зависимости от координаты сканирования интенсивности ТО-моды GaAs (рис. 2а, кривая 1) и интенсивности ТО-моды и ФЛ твердого раствора InGaP (рис. 2б, кривые 1 и 2 соответственно). Кроме этого, построены первые производные интенсивности по координате (кривая 2 на рис. 2а; кривые 3,4 на рис. 2б). Максимумы интенсивности относятся к центрам соответствующих слоев, а экстремумы первой производной интенсивности ТО-моды GaAs находятся на границе слоя GaAs с воздухом ( $z=0$  нм) и со слоями оптического ограничения InGaP ( $z=270, 900, 2700$  и  $2950$  нм). Распределение интенсивности фоновых мод и ФЛ по координате сканирования хорошо согласуется с геометрией структуры, а определенные по расстоянию между экстремумами производной толщины слоев близки к технологическим размерам. Следует отметить хорошее совпадение распределения интенсивности фоновых мод и ФЛ для слоя InGaP (рис. 2б). Иная картина наблюдается для ФЛ от КЯ. Она регистрируется даже при низких уровнях возбуждения, например, когда центр лазерного пятна находится в слое InGaP:Zn (кривая 1 на рис. 1), т.е. на расстоянии  $\approx 1$  мкм от квантовых ям.



**Рис. 2.** Распределение по координате сканирования а) интенсивности ТО-моды GaAs (1) и ее первой производной (2); б) интенсивности InP-подобной ТО-моды твердого раствора InGaP (1) и ее первой производной (3), интенсивности фотолюминесценции от слоя InGaP (2) и первой производной (4).

На рис. 3 приведены распределения по координате сканирования частотного положения поперечных мод GaAs и InGaP. На кривой 1 наблюдаются следующие особенности: низкочастотный сдвиг ТО-моды GaAs в слое GaAs:C ( $\approx 2$  см<sup>-1</sup>), связанный с уменьшением параметра решетки и появлением локальных напряжений растяжения в результате замещения мышьяка

углеродом [1], и низкочастотный сдвиг в области КЯ, предположительно, из-за напряжений растяжения, действующих на слой GaAs, встроенный между КЯ InGaAs и барьерами GaAsP. Слои твердого раствора InGaP (кривые 2 и 3) не согласованы с GaAs по параметру решетки, поэтому напряжены. Оценка состава твердого раствора In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>P по частотному положению InP-подобной моды [3] в центре слоев, где они предположительно релаксировали, дает  $x_{In} \approx 0.53$  для слоя, легированного Si (кривая 3) и  $x_{In} \approx 0.57$  для слоя, легированного Zn (кривая 2). Наблюдается изменение энергии ФЛ по направлению роста структуры: в слое InGaP:Si – от 1.792 до 1.775 эВ, в слое InGaP:Zn – от 1.764 до 1.752 эВ. Оценка состава твердого раствора по средним значениям энергии ФЛ дает близкие значения –  $x_{In} \approx 0.56$  и  $x_{In} \approx 0.58$  соответственно.



**Рис. 3.** Распределение по координате сканирования частотного положения ТО-моды GaAs (1) и InP-подобной моды твердого раствора InGaP:Zn (2) и InGaP:Si (3).

Таким образом, исследование ФЛ в режиме латерального сканирования поперечных сколов образцов позволяет дифференцированно регистрировать излучение от различных слоев структуры. Изменения в спектрах ФЛ (появление пиков, изменение их интенсивности, сдвиг энергии излучения) хорошо согласуются с геометрией структуры и свойствами слоев, но требуются дополнительные исследования влияния уровня возбуждения ФЛ на латеральную разрешающую способность метода.

*Работа выполнена в рамках реализации государственного задания – проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824\_a, 16-07-01102\_a).*

## Литература

1. S.M. Plankina, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, B.N. Zvonkov, N.Yu. Konnova, A.V. Nezhdanov, I.Yu. Pashen'kin // *Semiconductors*, 50 (11), 1539 (2016).
2. A.V. Kudrin, S.M. Plankina, O.V. Vikhrova, A.V. Nezhdanov, et al. // *Micron*, 93, 38 (2017).
3. H. Lee, D. Biswas, M. V. Klein, et al. // *Journal of Applied Physics*, 75, 5040 (1994).

# Усиление терагерцового излучения в плазмонной $p-i-n$ структуре на основе графена с инъекцией носителей заряда

О.В. Полищук<sup>1,\*</sup>, Д.В. Фатеев<sup>1</sup>, В.В. Попов<sup>1,2 §</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

\* polischuk.sfire@mail.ru, §popov\_slava@yahoo.co.uk

Теоретически исследован спектр поглощения/усиления терагерцового излучения в неоднородном графене ( $p-i-n$  структура) с периодической металлической решеткой. Показано, что усиление терагерцового излучения на частоте плазмонного резонанса резко возрастает, когда плазмонное усиление (связанное со стимулированной излучательной межзонной рекомбинацией электронно-дырочных пар в инвертированной области графена) уравнивается потерями за счет электронного рассеяния и потерями на излучение.

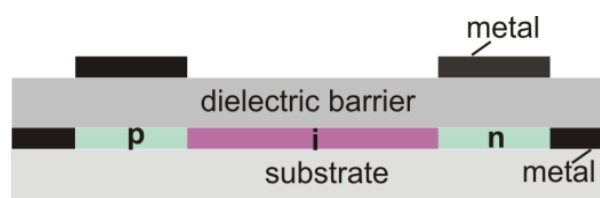
## Введение

Графен, двумерный монослой графита с бесщелевым линейным (дираковским) энергетическим спектром носителей заряда [1] обладает сильным плазмонным откликом на терагерцовых (ТГц) частотах, что обусловлено как высокой плотностью, так и малой коллективной эффективной массой свободных носителей [2, 3]. Использование плазменных колебаний носителей заряда в графене представляется привлекательным, поскольку позволяет сконцентрировать электромагнитное поле вблизи графена и, таким образом, значительно повысить эффективность взаимодействия ТГц излучения с графеном. Это является важным как с точки зрения изучения физических свойств самого графена, так и для создания ТГц устройств на основе графена.

Возникновение отрицательной высокочастотной дифференциальной проводимости графена в ТГц частотном диапазоне за счет оптической [4], инжекционной [5] и диффузионной [6] накачки было исследовано в целях создания ТГц графенового лазера. Наличие отрицательной дифференциальной проводимости может приводить к стимулированной генерации ТГц плазмонов в графене [7]. 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.

## Теоретическая модель

В данной работе рассматривается усиление ТГц волны вследствие вынужденной генерации резонансных плазмонов в неоднородном графене ( $p-i-n$  структура) с двухслойным одномерным плоским брэгговским резонатором, образованным металлической решеткой, находящейся как в плоскости  $p-i-n$  структуры так и в плоскости, изолированной от графена тонким барьерным слоем (один период структуры показан на рис. 1). Инжекционная накачка электронов из  $n$ -области и дырок из  $p$ -области позволяет создать область инвертированного графена ( $i$ ), с отрицательной динамической проводимостью в ТГц диапазоне [4, 5]. Инжекционная накачка более проста в технологическом исполнении и энергетически более выгодна по сравнению с оптической накачкой.



**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.

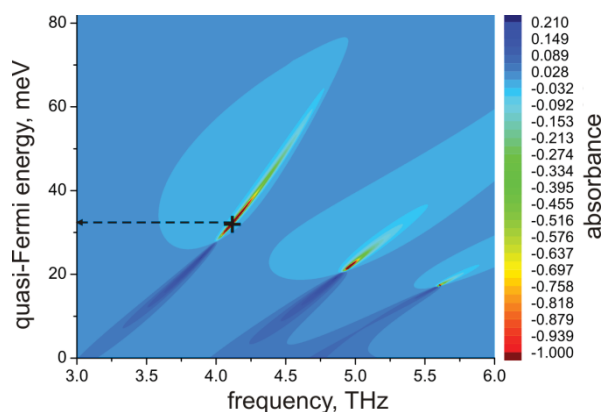


Задача о падении ТГц волны на периодический массив металл-диэлектрик-графеновой (МДГ) структуры решалась с использованием самосоглазованного электродинамического подхода, аналогичного описанному в [8]. Отклик графена со смещенным уровнем Ферми в подзатворных  $p$ - и  $n$ -областях можно описать комплексной динамической поверхностной проводимостью [9].

## Результаты и обсуждение

На рисунке 2 представлены численно рассчитанные спектры ТГц поглощения/усиления в зависимости от частоты падающей волны и различных значений величины квази-энергии Ферми на участке графена с инверсной населенностью носителей ( $i$ - область на рис. 1). Расчеты выполнены для реалистичных параметров МДГ структуры с периодом 1,4 мкм при комнатной температуре. Толщина барьерного слоя составляет 80 нм, диэлектрическая постоянная барьерного слоя и диэлектрической подложки 11,7 (Si в нашем случае).

Поглощение ТГц волны вызвано преимущественно внутризонными процессами в графене, описываемыми феноменологической скоростью внутризонного рассеяния электронов  $\gamma$ .



**Рис. 2.** Спектр ТГц поглощения для основного и высших плазмонных резонансов в периодической МДГ структуре с периодом 1,4 мкм, как функция величины квази-энергии Ферми в активной  $i$ - области графена и частоты. Величина смещенного уровня Ферми в подзатворных  $p$ - и  $n$ - областях равна 150 мэВ,  $\gamma = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ .

Усиление ТГц волны связано со стимулированной межзонной излучательной рекомбинацией электронно-дырочных пар в  $i$ - области графена. Показано, что усиление на частоте плазмонного резонанса резко возрастает (при соответствующем рез-

ком уменьшении ширины линии усиления) при определенном значении квази-энергии Ферми (показано крестом на рис. 2). Это соответствует режиму самовозбуждения коллективных плазмонных мод в графене с распределенным брэгговским резонатором и, в результате, ТГц генерации из структуры. Генерация наступает, когда плазмонное усиление уравновешивается потерями за счет электронного рассеяния и потерями на излучение [10, 11], что обеспечивает высокую когерентность коллективной плазмонной моды. Резонансная частота плазменных колебаний в графене может варьироваться как положением квази-уровня Ферми так и геометрией структуры.

Полученные результаты показывают возможность создания компактных, частотно перестраиваемых наноразмерных плазмонных усилителей и генераторов в ТГц частотном диапазоне на основе графена с инжекционной накачкой.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00814.*

## Литература

1. K.S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al. // Nature, V. 438, 197 (2005).
2. J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González et al. // Nature, V. 487, 77 (2012).
3. Z. Fei A. S. Rodin, G. O. Andreev et al. // Nature, V. 487, 82 (2012). Dubinov, V. Y. Aleshkin, V. Mitin et al. // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).
4. V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin, and T. Otsuji // J. Appl. Phys., V. 110, 094503 (2011).
5. R. Davoyan, M. Yu. Morozov, V. V. Popov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 103, 251102 (2013).
6. F. Rana // IEEE Trans. Nanotechn., V. 7, 91 (2008).
7. Д.В. Фатеев, В.В. Попов, М.С. Шур // Физика и техника полупроводников, Т. 44(11), 1455 (2010).
8. L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov // Eur. Phys. J. B, V. 56, 281 (2007).
9. V.V. Popov, O.V. Polischuk, A.R. Davoyan et al. // Phys. Rev. B, V. 86, 195437 (2012).
10. V.V. Popov, O.V. Polischuk, S.A. Nikitov et al. // Journal of Optics, V. 15, 114009 (2013).

# Влияние фотоэффекта Дембера на генерацию ТГц излучения в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ( $x > 0.3$ ) с метаморфным буферным слоем

Д.С. Пономарев<sup>1, §</sup>, Р.А. Хабибуллин<sup>1</sup>, А.Э. Ячменев<sup>1</sup>, П.П. Мальцев<sup>1</sup>, И.Е. Иляков<sup>2</sup>,  
Б.В. Шишкин<sup>2</sup>, Р.А. Ахмеджанов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, пр-д Нагорный, 7, Москва, 117105.

<sup>2</sup> Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, БОКС – 120, Нижний Новгород, 603950.

\*  
ponomarev\_dmitr@mail.ru, §ponomarev@isvch.ru

Экспериментально изготовлена и исследована структура с фотопроводящим слоем  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$  с метаморфным буфером, которая позволяет генерировать ТГц излучение вплоть до 6 ТГц за счет вклада фотоэффекта Дембера. Эффективность оптического–ТГц конверсии для нее составляет  $\sim 10^{-5}$  при достаточно малом оптическом флюенсе  $\sim 40$  мкДж/см<sup>2</sup>, что на несколько порядков выше, чем в «низкотемпературном» GaAs.

## Введение

В отличие от широко используемого «низкотемпературного» GaAs (low-temperature grown – LT GaAs), фотопроводник  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  позволяет работать с длинноволновой оптической накачкой в диапазоне 1.0–1.6 мкм [1], излучаемой волоконными лазерными системами или лазерами на неодимовом стекле, подходящими для реализации недорогих и компактных устройств.

В работе был разработан способ роста и исследована структура с фотопроводящим слоем  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ , в которой генерация ТГц излучения достигается за счет двух механизмов: 1) ускорение фотовозбужденных носителей встроенным электрическим полем; 2) фотоэффекта Дембера за счет разницы диффузионных подвижностей электронов и дырок. Для  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с  $0 < x < 0.4$  не существует подложек, подходящих по параметру кристаллической решетки, поэтому для роста данного материала использовался ступенчатый метаморфный буфер (МБ) на подложке GaAs.

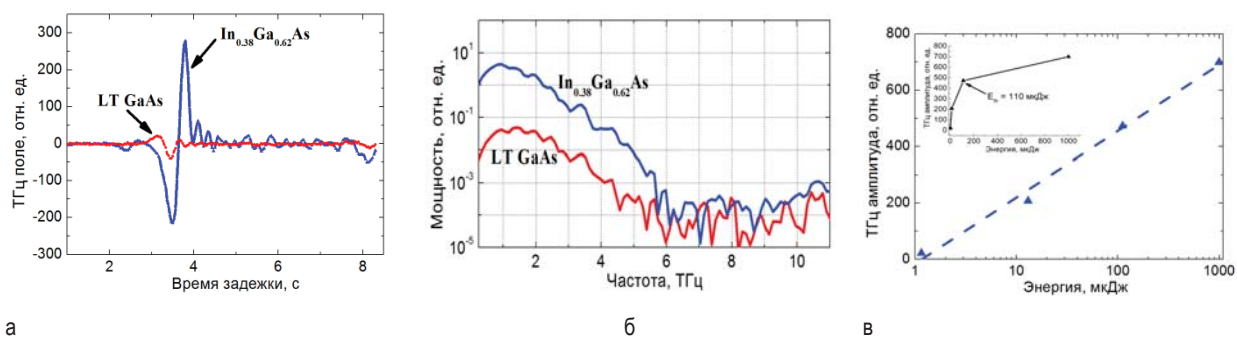
## Результаты исследований и их обсуждение

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Riber 32P с твердотельными источниками. В качестве подложки использовались пластины полуизолирующего GaAs с разориентацией на 2° относительно (100). Изображение конструкции образца приведено в [2]. Температура роста МБ равнялась 400 °С. Ступен-

чатый МБ толщиной 1.0 мкм с инверсной ступенью  $\text{In}_{0.38}\text{Al}_{0.62}\text{As}$  состоял из последовательности семи слоев  $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$  с переменной мольной долей индия  $y$ , варьируемой в пределах  $y = 0.10$ – $0.46$ . Для сравнения был также выращен образец LT GaAs с фотопроводящим слоем GaAs толщиной 0.75 мкм на легированном буфере  $n^+$ -GaAs толщиной 0.25 мкм, так чтобы суммарная толщина активных слоев была равна первому образцу (1 мкм).

Частотный спектр ТГц излучения вычислялся Фурье-преобразованием ТГц импульса, регистрируемого методом спектроскопии с временным разрешением. Оптическая накачка выполнялась импульсным излучением Ti:S лазера с длиной волны 800 нм и длительностью 50 фс (энергия импульсов составляла 800 мкДж, частота следования импульсов – 1.0 кГц, диаметр пучка 7.0 мм). Генерируемое ТГц излучение коллимировалось параболическим зеркалом и фокусировалось в кристалл GaP толщиной 200 мкм, а временной профиль ТГц импульса регистрировался при помощи стандартной эллипсометрической схемы.

На рис. 1, а приведена временная форма ТГц импульса, измеренная для двух исследуемых образцов. Видно, что максимумы излучения для обоих образцов приходится на частоту  $\sim 1.0$  ТГц. При этом мощность излучения в образце  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$  с МБ на два порядка превосходит аналогичную величину для LT GaAs. К тому же его частотный диапазон имеет широкий спектр излучения вплоть до 6.0 ТГц (см. рис. 1, б), а интенсивность ТГц генерации в  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$  с МБ на два порядка выше, чем в LT GaAs.



**Рис. 1.** Временная форма ТГц импульса (а), спектр ТГц излучения (б) для двух исследуемых образцов и зависимость амплитуды ТГц излучения от энергии накачки фемтосекундного лазера для  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$  с МБ (в).

Мы связываем это с тем, что вклад в генерацию ТГц излучения в образце  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$  с МБ, помимо ускорения фотовозбужденных носителей встроенным электрическим полем, вносит фотоэффект Дембера. На рис. 1, в приведена зависимость амплитуды ТГц излучения от энергии накачки фемтосекундного лазера для образца  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$  с МБ. Видно, что амплитуда ТГц излучения линейно возрастает в логарифмическом масштабе с увеличением энергии накачки. При достижении энергии накачки  $\sim 110$  мкДж данная зависимость выходит на насыщение (см. вставку на рис. 1, в), что связано с уменьшением подвижности электронов в фотопроводящем слое  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$  за счет междолинного рассеяния при забросе электронов из  $\Gamma$ -долины в более высокие долины с большей эффективной массой. При достаточно малом оптическом флюенсе  $\sim 40$  мкДж/см<sup>2</sup> эффективность оптико-ТГц кон-

версии в такой структуре составила  $10^{-5}$ , что на два порядка выше, чем в LT GaAs [3].

*Работа выполнена в рамках грантов РФФИ 16-07-00187 А и 16-29-14029 офу\_м.*

## Литература

1. C.W. Berry, N. Wang, M.R. Hashemi et al. // Nature Commun., V. 4, 1622 (2013).
2. Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин, А.Э. Ячменев и др. // ФТП, Т. 51, В. 4, 535 (2017).
3. D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin, A.E. Yachmenev et al. // IJHSES, V. 25, N. 3&4, 1640022 (2016).
4. V. Apostolopoulos, M.E. Barnes. // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 47, 374002 (2014).

# Плазмонные фототоки в двумерной электронной системе

В.В. Попов<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, д. 38, Саратов, 410019.

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, д. 83, Саратов, 410012.

\* glorvv@gmail.com

Теоретически исследованы поляризационно-зависимые фототоки в однородной двумерной электронной системе. Рассмотрены линейная и циркулярно-зависимая компоненты фототока. Линейная составляющая интерпретируется как плазмонное увлечение электронов. Циркулярно-зависимая компонента фототока, возникающая вследствие нелинейной электронной конвекции, меняет направление на противоположное при изменении знака циркулярной поляризации плазменной волны. Показано, что в высококачественных двумерных электронных системах циркулярно-зависимая компонента фототока превосходит линейную компоненту на несколько порядков величины.

## Введение

Возбуждение плазмонов может усиливать фотovoltaические эффекты вследствие локализации и концентрации света в активной области структуры [1]. Поперечное фотонапряжение, наведенное циркулярно-поляризованным светом при возбуждении плазмонов в наноструктурированной металлической пленке изучено в [2]. В отличие от поверхностных плазмон-поляритонов в металлах, возбуждаемых в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах, плазмоны в двумерных электронных системах (2МЭС) [3] возбуждаются на терагерцовых частотах. Импульс плазмонов в 2МЭС на два-три порядка величины больше, чем импульс фотонов с той же энергией. Частота плазмонов в 2МЭС может перестраиваться электрическим образом при использовании металлического затвора [3].

В данной работе изучаются поляризационно-зависимые, включая циркулярно-зависимые, фототоки, возбуждаемые плазменной волной в однородной центросимметричной 2МЭС. Показано, что линейный фототок может быть интерпретирован как эффект плазмонного увлечения, зависящий от поляризации плазменной волны. Поперечная компонента тока плазмонного увлечения появляется, если электрическое поле линейно-поляризованного плазмона образует угол с волновым вектором плазмона в плоскости 2МЭС. Циркулярно-зависимая компонента фототока, появляющаяся в результате нелинейной электронной конвекции, направлена поперек волнового вектора плазмона и меняет направление на противоположное при изменении знака циркулярной поляризации плазменной волны.

## Теоретический подход

Плазменные колебания в 2МЭС описываются гидродинамическими уравнениями

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \frac{\mathbf{V}}{\tau} + \frac{e}{m} \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

$$e \frac{\partial N}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (2)$$

где  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  – электрическое поле плазменной волны, зависящее от времени  $t$  и радиуса-вектора  $\mathbf{r}(x, y)$  в плоскости 2МЭС,  $\tau$  – время рассеяния электронов в 2МЭС,  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = -eN(\mathbf{r}, t)\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$  – плотность индуцированного тока,  $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$  и  $N(\mathbf{r}, t)$  – соответственно гидродинамическая скорость и плотность электронов в 2МЭС,  $e$  и  $m$  – соответственно заряд ( $e > 0$ ) и эффективная масса электрона.

Предположим, что плазменная волна распространяется в  $x$ -направлении и имеет произвольную поляризацию в плоскости 2МЭС с компонентами электрического поля

$$E_x(x, t) = (E_{\omega, q, x} / 2) \exp(-i\omega t + iqx) + \text{к.с.},$$

$$E_y(x, t) = (E_{\omega, q, y} / 2) \exp(-i\omega t + iqx - i\delta) + \text{к.с.},$$

где  $E_{\omega, q, x}$  и  $E_{\omega, q, y}$  – действительные амплитуды  $x$ - и  $y$ -компонент электрического поля. Волна имеет линейную и циркулярную поляризацию в плоскости 2МЭС соответственно при  $\delta = 0, \pi$  и  $\delta = \pm \pi / 2$ .

Используя теорию возмущений, запишем

$$\mathbf{j} = -eN^{(0)}\mathbf{V}^{(1)} - eN^{(0)}\mathbf{V}^{(2)} - eN^{(1)}\mathbf{V}^{(1)}, \quad (3)$$

где верхние индексы указывают на порядок малости величины по отношению к амплитуде электрического поля и  $N^{(0)}$  – равновесная электронная

плотность в 2МЭС. Усреднение нелинейного тока (3) по периоду колебаний дает плотность выпрямленного электрического тока

$$\mathbf{j}_0 = -eN^{(0)} \langle \mathbf{V}^{(2)} \rangle - e \langle N^{(1)} \mathbf{V}^{(1)} \rangle,$$

где символ  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по периоду колебаний.

Применение теории возмущений для решения уравнений (1) и (2) позволяет вычислить величины  $\mathbf{V}^{(1)}$ ,  $\mathbf{V}^{(2)}$  и  $N^{(1)}$  и далее вычислить компоненты выпрямленного тока  $\mathbf{j}_0$ :

$$j_{0x}^{(\text{lin})} = -\frac{qe^3 N^{(0)} \tau^2}{2\omega m^2 (1 + \omega^2 \tau^2)} E_{\omega,q,x}^2, \quad (4)$$

$j_{0y} = j_{0y}^{(\text{lin})} + j_{0y}^{(\text{circ})}$ , где

$$j_{0y}^{(\text{lin})} = -\frac{qe^3 N^{(0)} \tau^2}{2\omega m^2 (1 + \omega^2 \tau^2)} E_{\omega,q,x} E_{\omega,q,y} \cos \delta,$$

$$(5) \quad j_{0y}^{(\text{circ})} = -\frac{qe^3 N^{(0)} \tau^3}{2m^2 (1 + \omega^2 \tau^2)} E_{\omega,q,x} E_{\omega,q,y} \sin \delta. \quad (6)$$

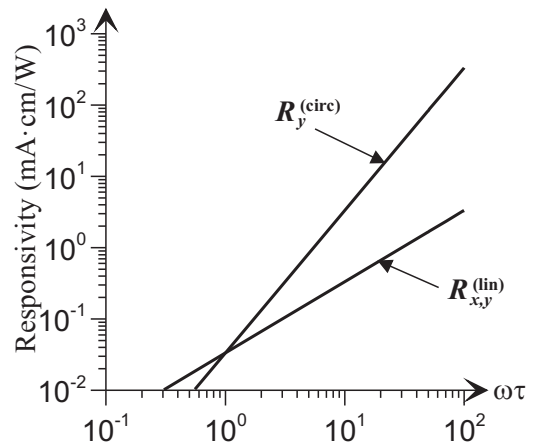
### Результаты и обсуждение

Физика фототока  $j_{0x}^{(\text{lin})}$  обсуждалась в [4], [5]. Этот фототок направлен вдоль волнового вектора плазмона и, следовательно, может быть интерпретирован как ток продольного плазмонного увлечения электронов. Для того чтобы выяснить физику фототоков  $j_{0y}^{(\text{lin})}$  and  $j_{0y}^{(\text{circ})}$ , рассмотрим два частных случая поляризации плазмонного поля. Сначала предположим, что электрическое поле плазмона имеет линейную поляризацию ( $\delta = 0$ ) и направлено под произвольным углом к волновому вектору плазмона в плоскости 2МЭС. Тогда из уравнений (4), (5) и (6) следует, что фототок  $j_{0y}^{(\text{circ})}$  равен нулю и  $j_{0y}^{(\text{lin})} / j_{0x}^{(\text{lin})} = E_{\omega,q,y} / E_{\omega,q,x}$ . Это означает, что фототок течет в направлении линейно поляризованного электрического. Следовательно, этот фототок мы называем линейным фототоком. Линейный фототок исчезает ( $j_{0x}^{(\text{lin})} = j_{0y}^{(\text{lin})} = 0$ ), если электрическое поле направлено поперек волнового вектора плазмона в плоскости 2МЭС.

Теперь предположим, что электрическое поле плазмона циркулярно поляризовано ( $E_{\omega,q,x} = E_{\omega,q,y}$ ,  $\delta = \pm\pi/2$ ). В этом случае поперечный линейный фототок  $j_{0y}^{(\text{lin})}$  равен нулю, а фототок  $j_{0y}^{(\text{circ})}$  меняет направление на противоположное при знака циркулярной поляризации. Поэтому

мы называем поперечный фототок  $j_{0y}^{(\text{circ})}$  циркулярным плазмонным фототоком.

Внутренняя относительная чувствительность (на единицу площади 2МЭС)  $R_x^{(\text{lin})}$ ,  $R_y^{(\text{lin})}$ , и  $R_y^{(\text{circ})}$  для различных компонент фототока  $j_{0x}^{(\text{lin})}$ ,  $j_{0y}^{(\text{lin})}$ , и  $j_{0y}^{(\text{circ})}$  определяется как отношение величины плотности соответствующего фототока к поглощаемой мощности на единицу площади 2МЭС. Как следует из выражений (4)-(6), отношение между циркулярной и линейной компонентами фототока пропорционально  $\omega\tau$ . Поэтому циркулярная компонента плазмонного фототока может значительно превосходить линейную компоненту фототока в 2МЭС с высокой подвижностью электронов (рис. 1).



**Рис. 1.** Зависимости внутренних чувствительностей от времени электронного рассеяния для 2МЭС в гетероструктуре InAlAs/InGaAs/InP на частоте  $\omega/2\pi = 1$  ТГц при  $q = 2\pi \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Чувствительности  $R_{x,y}^{(\text{lin})}$  и  $R_y^{(\text{circ})}$  вычислены соответственно при  $\delta = 0$  и  $\delta = \pi/2$  и  $E_{\omega,q,x} = E_{\omega,q,y}$ .

### Литература

1. H. Atwater, A. Polman // Nature Materials, V. 9, 205 (2010).
2. T. Hatano, T. Ishihara, S. G. Tikhodeev, N. A. Girpius // Phys. Rev. Lett., V. 103, 103906 (2009).
3. V. V. Popov // J. Infrared Millimeter THz Waves 32, 1178 (2011).
4. V. V. Popov // Appl. Phys. Lett., V. 102, 253504 (2013).
5. Е. Л. Ивченко // ФТТ, Т. 56, 2426 (2014).

# Оптически перестраиваемый акустический диод на основе структуры с квантовыми ямами

А.В. Пошакинский\*, А.Н. Поддубный

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

\* poshakinskiy@mail.ioffe.ru

Теоретически изучено прохождение звука через структуры со многими квантовыми ямами в присутствии когерентной лазерной накачки. Фотоупругое взаимодействие, усиленное экситонным резонансом, приводит к формированию в таких системах гибридных акусто-поляритонных мод – фоноритонов. Невзаимный закон дисперсии фоноритонов приводит к существенному отличию коэффициентов прохождения звука через структуру слева направо и справа налево, которое может быть использовано для создания акустического аналога диода.

В структурах с квантовыми ямами акустооптическое взаимодействие усилено на несколько порядков благодаря наличию экситонного резонанса [1]. Это делает их перспективными с точки зрения реализации различных оптомеханических эффектов. Так, оптомеханический разогрев и охлаждение позволяют контролируемо усиливать и ослаблять звук в таких системах [2]. В данной работе продемонстрировано, что при наличии интенсивной лазерной накачки акустические свойства структуры со многими квантовыми ямами становятся невзаимными. Коэффициенты прохождения звука слева направо и справа налево ( $t_{\rightarrow}$  и  $t_{\leftarrow}$  на рис. 1) при наличии возбуждения лазером слева оказываются отличными. Это позволит использовать такую систему как акустический диод – элемент, пропускающий звук лишь в одном направлении.

При наличии когерентной лазерной накачки оптомеханическое взаимодействие в квантовой яме смешивает звук на частоте  $\Omega$  со Stokesовым и анти-Stokesовым светом на частотах  $\omega_L - \Omega$  и  $\omega_L + \Omega$ , где  $\omega_L$  – частота лазера накачки. В результате, собственные моды в такой системе оказываются фоноритонами – гибридом звука, света и экситона [3]. Для расчета коэффициентов прохождения звука и света через такую систему нами был развит акустооптический метод матриц переноса  $6 \times 6$  [4]. На рис. 2 показана рассчитанная зависимость коэффициентов прохождения звука через структуру с  $N$  квантовыми ямами слева направо ( $k > 0$ ) и справа налево ( $k < 0$ ) от волнового вектора звука  $k$  и частоты отстройки лазера накачки от экситонного резонанса. Расчет выполнен с использованием реальных материальных параметров сверхрешеток GaAs/AlAs с перио-

дом  $d=20$  нм, определенных ранее в работе [1]. Красным и синим цветом показаны области, где происходит усиление и ослабление прошедшего звука, соответственно.

На рис. 1(а) показана карта прохождения звука через одну квантовую яму. Карта симметрична, что свидетельствует о взаимности акустических коэффициентов прохождения, и имеет форму креста: наибольшее усиление или ослабление звука достигается, когда его частота совпадает с расстройкой лазера от экситонного резонанса. Асимметрия карты коэффициента прохождения, проявляющаяся при числе ям  $N > 1$ , свидетельствует о нарушении принципа акустической взаимности в таких структурах. Так на карте прохождения через две квантовые ямы, см. рис. 2(b), на фоне креста появляется асимметричная модуляция. При близкой к нулю отстройке лазера накачки (см. пунктирную линию), если прохождение звука в одну сторону сопровождается его усилением, то прохождение звука той же частоты в обратную сторону будет сопровождаться его ослаблением. Развитая теория показывает, что невзаимность коэффициентов прохождения пропорциональна интенсивности света накачки и обусловлена его отличным от нуля волновым вектором.

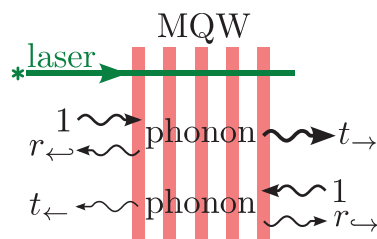
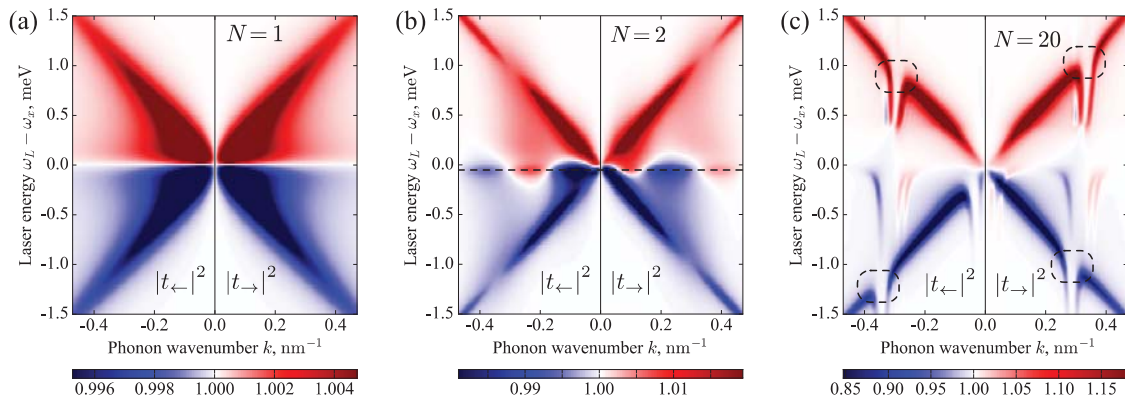


Рис. 1. Иллюстрация прохождения звука через структуру со многими квантовыми ямами, возбуждаемую лазером накачки слева.



**Рис. 2.** Зависимость коэффициентов прохождения звука через структуру с  $N$  квантовыми ямами слева направо ( $k > 0$ ) и справа налево ( $k < 0$ ) от волнового вектора звука  $k$  и частоты отстройки лазера накачки от экситонного резонанса  $\omega_L - \omega_x$ . Цветом показано отличие коэффициента прохождения от единицы. Усиление и ослабление звука реализуется преимущественно при положительных и отрицательных расстройках, соответственно.

В структурах с большим числом квантовых ям, см. рисунок 2(с) для  $N=20$  ям, карта прохождения существенно усложняется. В крестообразной карте появляются провалы, выделенные пунктирными овалами. Области усиления и ослабления прошедшего звука могут быть объяснены как результат, соответственно, стимулированных стоксова и антистоксова процессов бриллюэновского рассеяния света лазерной накачки. Провалы в крестообразной карте усиления и ослабления являются результатом формирования экситон-поляритонной стоп-зоны в оптическом спектре достаточно длинной структуры. Положение провалов различно для звука, распространяющегося вправо и влево. Это объясняется невязанным законом дисперсии собственных фоноритонных мод системы, связанным с отличным от нуля волновым вектором создаваемых лазером накачки поляритонов.

Меняя частоту лазера накачки и подстраиваясь в одну из выделенных овалами на рисунке 2(с) областей, можно управлять тем, будет ли звук ослабляться или усиливаться в такой структуре и в каком направлении.

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грантов Президента СП-2912.2016.5 и МК-8500.2016.2.*

## Литература

1. B. Jusserand, A.N. Poddubny, A.V. Poshakinskiy, A. Fainstein, A. Lemaitre // *Physical Review Letters*, V. 115, 267402 (2015).
2. A.V. Poshakinskiy, A.N. Poddubny, A. Fainstein // *Physical Review Letters*, V. 117, 224302 (2016).
3. А.Л. Иванов, Л.В. Келдыш // *ЖЭТФ* Т. 84, 404 (1982); Л.В. Келдыш, С.Г. Тиходеев // *ЖЭТФ*, Т. 90, 1852 (1986).
4. A.V. Poshakinskiy, A.N. Poddubny // *arXiv:1611.07970* (2016).

# pHEMT-гетероструктуры (Al-In-Ga)As, выращенные методом металлоорганической газозазной эпитаксии

М.В. Ревин<sup>1</sup>, Э.В. Коблов<sup>1</sup>, Д.С. Смотрин<sup>1</sup>, В.А. Иванов<sup>1</sup>, А.П. Котков<sup>1</sup>, В.М. Данильцев<sup>2,\*</sup>, О.И. Хрыкин<sup>2</sup>, М.Н. Дроздов<sup>2</sup>, П.А. Юнин<sup>2</sup>, В.И. Шашкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ОАО «НПП «Салют», Нижний Новгород, ул. Ларина, д. 7, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл., д. Афонино, ул. Академическая, д. 7, 603087.

\*danil@ipmras.ru

Методом металлоорганической газозазной эпитаксии в оригинальном реакторе пониженного давления выращены pHEMT гетероструктуры на основе твердых растворов (Al-In-Ga)As. Исследованы структурные и электрофизические характеристики полученных образцов. Показано, что изготовленные pHEMT структуры по электрофизическим характеристикам не уступают лучшим образцам, полученным в условиях молекулярно-пучковой эпитаксии и аналогичным методом металлоорганической газозазной эпитаксии за рубежом.

Основу элементной базы современных радиоэлектронных систем составляют полупроводниковые сверхвысокочастотные (СВЧ) приборы. Гетероэпитаксиальные полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов (pHEMT – pseudomorphic high electron mobility transistor), изготовленные из псевдоморфных гетероэпитаксиальных структур на основе полупроводниковых твердых растворов (Al, In, Ga)As, занимают ведущее положение в этой области [1,2]. Если в России такие структуры изготавливаются методом молекулярно пучковой эпитаксии (МПЭ) [3,4], то за рубежом для их изготовления помимо МПЭ используется метод металлоорганической газозазной эпитаксии (МОГФЭ), который является более простым, дешевым и производительным [5,6]. Данная работа посвящена разработке технологии изготовления pHEMT структур в оригинальной установке газозазной эпитаксии пониженного давления, диагностике структурных и электрофизических свойств полученных образцов.

Выращивание pHEMT-гетероструктур на основе твердых растворов (Al,In,Ga)As осуществляли в оригинальной установке металлоорганической газозазной эпитаксии с горизонтальным кварцевым реактором с индукционным нагревом. Рост проводился из металлоорганических соединений Ga(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>, Al(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>, In(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub> и AsH<sub>3</sub> с водородом в качестве газа-носителя при температуре 670°C и давлении 100 мБар. Скорости роста ЭС GaAs, Al-GaAs и InGaAs составляли 0,22, 0,30 и 0,28 нм/с соответственно, мольное соотношение V/III ~ 250. Источником легирующей примеси кремния n-типа

являлась газовая смесь моносилана (SiH<sub>4</sub>) с водородом. Все исходные вещества, используемые для роста структур (высокоочищенные металлоорганические соединения и гидридные газы), произведены в России в ОАО «НПП «Салют».

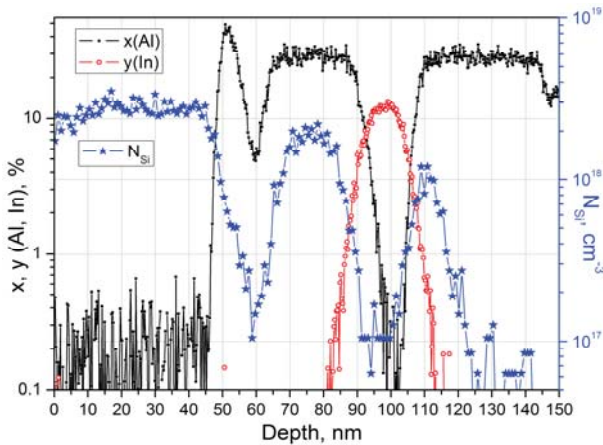
Структурные свойства образцов исследовались методами вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС, установка TOF SIMS 5) и рентгеновской дифрактометрии (РД, дифрактометр Bruker D8 Discover). Концентрация и подвижность носителей заряда в канале определялись методом Холла в геометрии Ван-дер-Пау. Регистрацию профиля концентрации носителей заряда по глубине осуществляли путем измерения вольт-фарадных характеристик.

Для измерения подвижности носителей заряда были выращены слои GaAs с низким уровнем легирования. При толщине 7 мкм низколегированного (при 300 К  $N=3,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) GaAs, подвижность электронов составляла 8600 см<sup>2</sup>/(В·с). При 77 К  $N=4,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu=121000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . ВИМС анализ показал отсутствие фоновых примесей в эпитаксиальных слоях на уровне предела обнаружения метода (не выше  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ ).

Приборные pHEMT гетероструктуры выращивались двух типов – с односторонним и двусторонним объёмным легированием. Гетероструктуры содержали чередующиеся слои GaAs, Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As, мольные доли компонент в тройных соединениях варьировались в следующих пределах:  $x=0,23-0,3$  и  $y=0,14-0,18$ . Ширина квантовой ямы (КЯ) (In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As) составляла 11 нм, толщина неле-



гированного спейсерного слоя  $Al_xGa_{1-x}As$  3 – 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 5 нм. Со стороны подложки, вслед за буферным слоем GaAs, в конструкцию гетероструктур была включена сверхрешетка AlGaAs/GaAs. Функция барьерного слоя AlGaAs, ограничивающего канал снизу, состояла в предотвращении перетекания электронов в буфер GaAs при высоких напряжениях на затворе транзистора.



**Рис. 1.** Профили распределения по глубине легирующей примеси кремния, а также составов твердых растворов (Al-In-Ga)As, полученные методом послойного ВИМС анализа для рНЕМТ гетероструктуры ES-58.

Послойный анализ образцов методом ВИМС показывает низкое содержание фоновых примесей в слоях ( $<10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) и резкие гетеропереходы (не больше 1-3 нм). На рис. 1 приведены профили концентрации легирующей примеси кремния, а также профили составов твердых растворов (Al-In-Ga)As для одной из полученных методом МОГФЭ структур. Данные рентгеновской дифрактометрии подтверждают высокое кристаллическое качество выращенных гетероструктур, резкость гетеропереходов, а также соответствие толщин и составов слоев в гетероструктурах заданным значениям.

Для измерения параметров ДЭГ в контрольных процессах выращивались образцы рНЕМТ гетероструктур без контактного слоя  $n^+-GaAs$ . Для проведения холловских измерений толщина верхнего барьерного слоя  $n-GaAs$  в тестовых структурах была увеличена до 35 нм. Измеренные значения параметров тестовых рНЕМТ-гетероструктур вместе с характерными величинами, взятыми из литературных данных, приведены в таблице.

**Таблица.** Подвижность  $\mu_e$  и концентрация  $n_s$  электронов при комнатной температуре в образцах двусторонне легированных рНЕМТ-гетероструктур (Al-In-Ga)As, полученных методами МОГФЭ и МПЭ. Результаты данной работы и литературные данные.

№	Метод	Легирование	$n_s$ , $10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_e$ , $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	Источник
52	МОГФЭ	Объемное	2,7	7000	Данная работа
60			2,7	7400	
66			3,2	7000	
67			3,6	6700	
1	МПЭ	Объемное	2,88	6350	[3]
2			3,26	5900	
3		$\delta$	3,00	6500	
4			3,36	6000	
316	МПЭ	$\delta$	3,4	5870	[4]
320			3,0	6860	
328			2,2	7500	
1	МОГФЭ	$\delta$	2,1	7300	[5]
2	МОГФЭ	$\delta$	3,57	4434	[6]

Анализ приведенных в таблице данных показывает, что рНЕМТ структуры с объемным легированием, выращенные в рамках данной работы методом МОГФЭ, по электрофизическим параметрам не уступают аналогичным образцам, выращенным методами МПЭ в России и МОГФЭ за рубежом.

*Работа выполнена в рамках госконтракта № 13411.1006899.11.046 от 26.11.2013 г. Минпромторга России и договора №21-10-2015/246 от 21 октября 2015г.*

### Литература

1. C. Gaquiere, J. Grunenutt, 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. А.Ю. Егоров, А.Г. Гладышев, Е.В. Никитина и др. // ФТП, Т. 44, 950 (2010).
4. И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов и др. // ФТП, Т. 42, 1102 (2008).
5. J. Young-Jin, J. Yoon-Ha, K. Bumman et. al. // IEEE Electron Device Lett., V. 16, 563 (1995).
6. J.-C. Huang, W.-C. Hsu, C.-S. Lee et. al. // Solid-State Electronics, V. 51, 882 (2007).

# Синтез методом молекулярно-пучковой эпитаксии и свойства GaN, InN и $A^3B^5$ нитевидных нанокристаллов на гибридной подложке SiC/Si(111)

Р.Р. Резник<sup>1, 3, 5, \*</sup>, К.П. Котляр<sup>1, 4</sup>, И.В. Илькив<sup>1</sup>, И.П. Сошников<sup>1, 4, 5</sup>, С.А. Кукушкин<sup>3, 6</sup>, А.В. Осипов<sup>3, 6</sup>, Е.В. Никитина<sup>1</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1, 3, 5, §</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8/2, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет им. Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251.

<sup>3</sup> Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

<sup>4</sup> Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>5</sup> Институт Аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Санкт-Петербург, 198095.

<sup>6</sup> Институт Проблем Машиноведения РАН, Большой проспект, 61, Санкт-Петербург, 199178.

\*moment92@mail.ru, §george.cirlin@mail.ru

Продемонстрирована принципиальная возможность роста GaN, InN и  $A^3B^5$  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 фотолюминесценции у таких структур более чем в 2 раза выше, чем у лучших структур ННК без буферного слоя карбида кремния.

## Введение

Широкозонные наногетероструктуры на основе GaN, InN, а также  $A^3B^5$  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 галлия в кремниевую микро- и наноэлектронику. 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 (по-

рядка 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  $A^3B^5$  соединений в виде нитевидных нанокристаллов (ННК), которые позволяет радикально уменьшить плотность структурных дефектов [11]. Управляемый синтез ННК позволяет осуществлять контроль их электронных свойств, в том числе степени легирования n- и p-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  $A^3B^5$  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.

## 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).

# Длинноволновое стимулированное излучение на межзонных переходах и переходах с участием глубоких центров в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

В.В. Румянцев<sup>1,2\*</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>, А.А. Дубинов<sup>1,2</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1,2</sup>, А.М. Кадыков<sup>1,2</sup>, М.А. Фадеев<sup>1,2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>

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

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 последних исследований длинноволнового ((длина волны 4 -- 11 мкм)) стимулированного излучения (СИ) в структурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe. Показано, что для дальнейшего увеличения длины волны генерации на межзонных переходах наиболее перспективны структуры с узкими КЯ из чистого HgTe. Кроме СИ на межзонных переходах в КЯ, обнаружено стимулированное излучение с участием состояний глубоких центров в барьерах; исследуются условия возникновения такого излучения и его влияние на развитие СИ в КЯ.

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 длинноволновой (длина волны 4 – 11 мкм) фотолюминесценции (ФЛ) в структурах на основе HgCdTe с КЯ. Данные структуры были "сконструированы" таким образом, чтобы обеспечить хорошую локализацию длинноволнового излучения в области КЯ (диэлектрический волновод), что позволяет помимо ФЛ наблюдать и стимулированное излучение (СИ). Показано, что для получения СИ наиболее перспективны структуры с узкими ямами из чистого HgTe. Признаки усиления излучения в подобных структурах наблюдаются вплоть до комнатной температуры.

## Методика эксперимента

Спектры ФЛ и 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/см<sup>2</sup>. Исследуемые структуры бы-

ли выращены на полуизолирующих подложках GaAs(013) и содержали волноводный слой широкозонного твердого раствора Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>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. 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/см<sup>2</sup>), 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/см<sup>2</sup> (рис. 1). На рис. 2 представлены спектры ФЛ из наиболее узкозонной структуры, измеренные при комнатной температуре. Видно, что в спектре излучения, собранного с торца структуры, на фоне широкой полосы спонтанного излучения (ср. спектр внизу) присутствует серия достаточно узких пиков (~ 12 мэВ, что меньше, чем kT/2 при комнатной температуре), связываемых с усилением излучения, распространяющегося в волноводном слое.

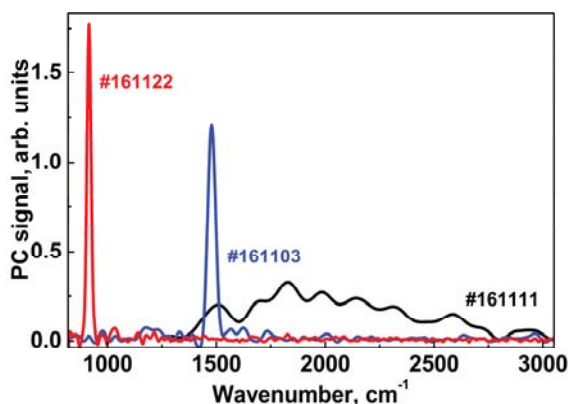


Рис. 1. Спектры ФЛ и СИ волноводных структур одной технологической серии, измеренные при  $T = 20\text{K}$ . Образец №161111 содержит одну потенциальную яму  $\text{Hg}_{0.75}\text{Cd}_{0.25}\text{Te}$  толщиной 100 нм, образцы №161122 и №1611203 – массив 5 КЯ  $\text{HgTe}$  толщиной 5 нм и 3.7 нм, соответственно. Дизайн диэлектрического волновода одинаков для структур №161103 и №161111. Интенсивности накачки составляют  $2\text{ кВт/см}^2$  для структур №161122 и №161103 и  $100\text{ кВт/см}^2$  для структуры №161111.

В некоторых волноводных структурах при низких температурах кроме СИ, обусловленного межзонными излучательными переходами в КЯ, в спектрах были обнаружены более коротковолновые линии ( $1800\text{--}3000\text{ см}^{-1}$ ). Положение этих линий в спектре не соответствует ширине запрещенной зоны в барьерах, и таким образом, данные линии не могут быть связаны с межзонным излучением из барьеров. Они также не могут быть объяснены излучательными переходами с участием возбужденных состояний в КЯ, так как рост интенсивности этих линий при увеличении мощности накачки сопровождается «гашением» линии СИ на переходах с основного состояния в КЯ. При этом, для некоторой интенсивности накачки удается наблюдать «двухцветное» СИ (см. рис 3). Таким образом, линии в окрестности  $2000\text{ см}^{-1}$  могут быть связаны только с переходами с участием примесей/дефектов в барьерах. При этом положение линий обнаруживает сильную температурную зависимость, что указывает на то, что их следует связывать с переходами между зоной проводимости и центрами, «привязанными» к валентной зоне, расстояние между которыми меняется с температурой (растет), как и ширина запрещенной зоны.

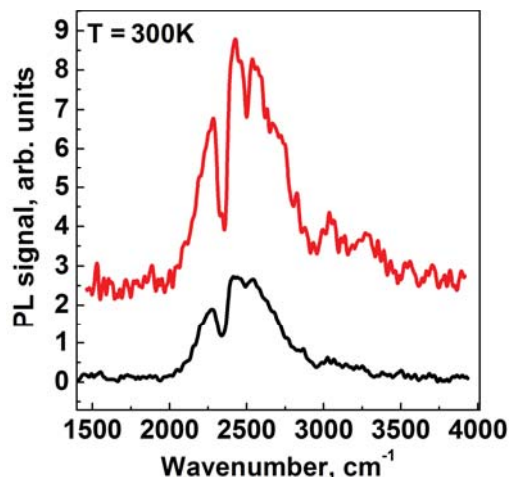


Рис. 2. Спектры излучения волноводной структуры №161102 (содержит массив 5 КЯ  $\text{HgTe}$  толщиной 3.2 нм) с торца (верхний спектр) и с поверхности (нижний спектр) образца. Интенсивность накачки  $100\text{ кВт/см}^2$ ,  $T = 300\text{K}$ .

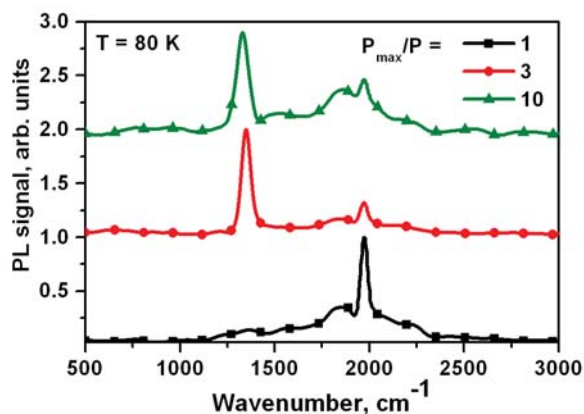


Рис. 3. Спектры излучения волноводной структуры №160208 при различных интенсивностях накачки ( $P_{\text{max}} = 100\text{ кВт/см}^2$ )

*В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур". Работа поддержана грантами РФФИ №16-32-60172, №16-32-00609, Президента РФ МК-6923.2016.2*

## Литература

1. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.A. Dubinov et al. // Applied Physics Letters, V. 107, 042105 (2015).
2. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.M. Kadykov et al. // Applied Physics Letters, V. 108, 092104 (2016).

# Особенности фотолюминесценции глубоких центров в структурах с квантовыми ямами n и p-типа на основе твердых растворов HgCdTe

В.В. Румянцев<sup>1</sup>, М.А. Фадеев<sup>1</sup>, С.В. Морозов<sup>1,\*</sup>, А.И. Кадыков<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников, Новосибирск, проспект академика Лаврентьева 13, 630090, Россия

\* more@ipmras.ru,

В спектрах ФЛ структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe n типа и p-типа при импульсном и непрерывном оптическом возбуждении обнаружена линия ФЛ в окрестности  $3000\text{ см}^{-1}$ , обусловленная излучательной рекомбинацией с участием глубоких центров в барьерах. Исследования спектров ФЛ в различных образцах и при различных температурах установили, наблюдаемая ФЛ связана с вакансиями ртути или комплексами, связанными с данным типом примеси.

## Введение

Твердые растворы  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (кадмий–ртуть–теллур, КРТ) занимают ключевые позиции среди материалов, используемых в качестве основы для фотоэлектрических детекторов излучения инфракрасного (ИК) диапазона в спектральной области 8–14 мкм (при  $x > 0.2$ ), работающих при температуре  $T = 77\text{ К}$ .

Глубокие центры в сравнительно широкозонных КРТ материалах (твердых растворах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с  $x > 0.2$ ) представляют отдельный интерес для изучения, т.к. являются эффективными ловушками для электронов и дырок и существенно влияют на времена жизни носителей. Такие центры активно изучались различными транспортными методами в работах [1, 2]. Погрешность определения энергии уровней в таких методиках достаточно велика. В обзорной статье [3] приведены сводные данные о зависимости энергии глубоких центров от состава  $x = 0.2 - 0.4$ . Такие центры могут возникать не только благодаря отдельным примесям или дефектам, но также и при образовании примесно-дефектных комплексов [4, 5]. В практически всех исследованных образцах КРТ было установлено наличие глубоких центров D1 и D2 с энергиями  $E_v + 0.4E_g$ ,  $E_v + 0.75E_g$ , соответственно. В работе [3] указано, что концентрация центров D1 была пропорциональна концентрации дырок, что позволило связать данный центр с вакансиями катионов. При  $x \sim 0.2$  полученные значения для центра D1, лежащего в середине запрещенной зоны, разбросаны в интервале 30 – 50 мэВ. Во многих работах использовались оптические методы исследования энергетического положения глубоких центров [6-8]. В частности, в работе [8] авторы наблюдали линии ФЛ с энергиями кванта меньше ширины запрещенной зоны, при этом частоты переходов хорошо согласовывались с

транспортными измерениями, но ширина линий ФЛ, наблюдавшихся в эксперименте, составляла не менее 20 мэВ при температуре 94 К. В частности, до сих пор остается открытым вопрос о природе и свойствах глубоких примесных центров в КРТ. Стоит отметить, что исследованию примесей в КРТ посвящено значительное число работ, так как состояния в запрещенной зоне, особенно глубокие центры-ловушки, как правило, оказывают существенное влияние на времена жизни носителей в материале. В данной работе в структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe n и p – типа методом спектрокопии ФЛ исследовалась ФЛ глубоких примесных центров.

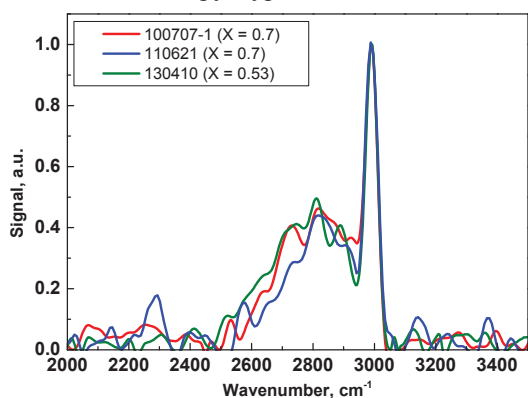
## Методика эксперимента

Исследуемые образцы с КЯ  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  были выращены методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs в кристаллографическом направлении (013). Структура №100707\_1 имела КЯ из твердого раствора  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x=0.186$  и шириной 30 нм. Структуры 110621 и 130410 содержали КЯ из чистого HgTe с ширинами 4 и 5 нм, соответственно (см. рис. 1). Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были измерены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, при импульсной и непрерывной оптической накачке с длиной волны возбуждения 1064 и 900 нм соответственно.

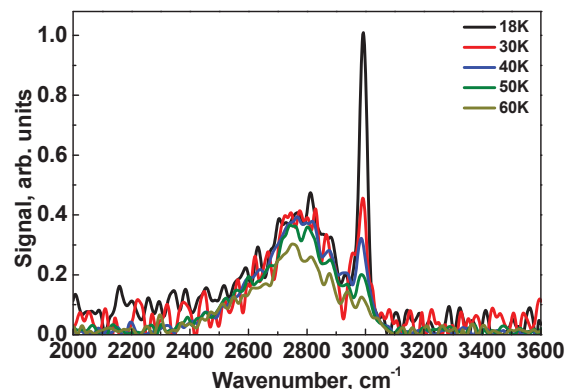
## Результаты и обсуждение

В спектрах ФЛ структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe n типа при импульсном оптическом возбуждении, т.е. при высокой концентрации неравновесных носителей, помимо межзонной рекомбинации в ямах наблюдалась более коротковолновая ФЛ в окрестности  $3000\text{ см}^{-1}$ , обусловленная излучательной рекомбинацией с участием глубоких центров в барьерах (рис. 1). Сигнал ФЛ для этой полосы нарастает

до тех пор, пока наблюдается сигнал межзонной ФЛ в барьерах. Возбужденные в барьерах носители могут захватываться на примесные/дефектные центры и рекомбинировать в барьерах, не доходя до квантовой ямы. Таким образом, центр, ответственный за данную полосу, сначала аккумулирует носители из состояний континуума путем безызлучательного захвата, и лишь затем происходит их излучательная рекомбинация с данного уровня. Характерной особенностью данной полосы ФЛ является узкая ( $< 20 \text{ см}^{-1}$ ) линия на коротковолновом краю. Наблюдающаяся узкая линия связывалась со стимулированным излучением на переходах глубокий центр – континуум. Исследования ФЛ в трех образцах с различными составами твердого раствора в барьерных слоях ( $x = 0.5 - 0.7$ ) продемонстрировали, что как широкая полоса ФЛ, так и узкая линия не меняют своего спектрального положения при изменении состава материала барьера (рис. 1). Такое поведение предполагает, что полоса ФЛ обусловлена спецификой структуры глубокого центра или его ближайшего окружения и слабо зависит от материала «матрицы». Дополнительным подтверждением примесной природы как широкой полосы в районе  $3000 \text{ см}^{-1}$ , так и узкой линии являются данные экспериментов ФЛ при различных температурах, проведенные для структуры №100707\_1 (рис. 2). Видно, что с ростом температуры с 18 до 60К сигнал обеих (широкой и узкой) линий падает, не меняя своего спектрального положения. Важно отметить, что часть структуры 100707\_1 была подвержена высокотемпературному отжигу, который, как известно, приводит к увеличению содержания вакансий ртути и комплексов дефектов, связанных с ними. Таким образом, после отжига тип проводимости в данной структуре сменился с n-типа на p.



**Рис. 1.** Спектры примесной ФЛ при импульсном оптическом возбуждении для трех образцов с различными составами твердого раствора в барьерных слоях ( $x = 0.5 - 0.7$ ) при 20 К.



**Рис. 2.** Спектры примесной ФЛ при импульсном оптическом возбуждении для структуры №100707\_1, измеренные при различных температурах.

В результате в данном образце широкая примесная полоса в области  $3000 \text{ см}^{-1}$  наблюдалась даже при непрерывном (слабом) возбуждении. Данный факт является доказательством связи наблюдаемой полосы ФЛ с вакансиями или комплексами, связанными с вакансиями ртути.

*Работа выполнена при поддержке РАН, грантов: РФФИ № 16-02-00685, №16-32-60172, № 17-02-00898 и Президента РФ МК-6923.2016.2.*

## Литература

1. Polla, D.L., Deep level studies of  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . I: Narrow-band-gap space-charge spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 1981. 52(8): p. 5118.
2. Polla, D.L. and C.E. Jones, Admittance spectroscopy of deep levels in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . *Journal of Applied Physics*, 1980. 51(12): p. 6233.
3. Lischka, K., Deep level defects in narrow gap semiconductors. *physica status solidi (b)*, 1986. 133(1): p. 17-46.
4. Myles, C.W., et al., Identification of defect centers in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  using their energy level composition dependence. *Journal of Applied Physics*, 1985. 57(12): p. 5279.
5. Shao, J., et al., Backside-illuminated infrared photoluminescence and photoreflectance: Probe of vertical nonuniformity of  $\text{HgCdTe}$  on  $\text{GaAs}$ . *Applied Physics Letters*, 2010. 96(12): p. 121915.
6. Polla, D.L., Observation of deep levels in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  with optical modulation spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 1982. 40(4): p. 338.
7. Polla, D.L., Hg vacancy related lifetime in  $\text{Hg}_{0.68}\text{Cd}_{0.32}\text{Te}$  by optical modulation spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 1983. 43(10): p. 941.
8. Polla, D.L. and R.L. Aggarwal, Below band-gap photoluminescence of  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . *Applied Physics Letters*, 1984. 44(8): p. 775.

# Релаксация носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях и структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe с использованием метода терагерцевой pump-probe спектроскопии

В.В. Румянцев<sup>1,2\*</sup>, М.А. Фадеев<sup>1</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>, В.В. Уточкин<sup>1,2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, S. Winnerl<sup>4</sup>, M. Helm<sup>4</sup>

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

4 Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Dresden, D-01328, Bautzner Landstraße.

\*rumyantsev@ipmras.ru

Приводятся результаты исследований процессов релаксации неравновесных носителей в узкозонных (ширина запрещенной зоны ~ 25 – 40 мэВ) эпитаксиальных структурах на основе HgCdTe. В объемных структурах установлена доминирующая роль излучательной рекомбинации при низких температурах, продемонстрирована возможность спектроскопии ФЛ в диапазоне длин волн вплоть до 40 мкм и слабое температурное гашение ФЛ. Обсуждаются особенности релаксации неравновесных носителей в структурах с КЯ с близкими значениями энергий переходов.

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 HgCdTe структур, 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. Для исследования рекомбинации неравновесных носителей в узкозонных структурах на основе твердых растворов HgCdTe использовалась прямая методика исследования релаксации сигнала межзонной фотопроводимости (ФП) с временным разрешением

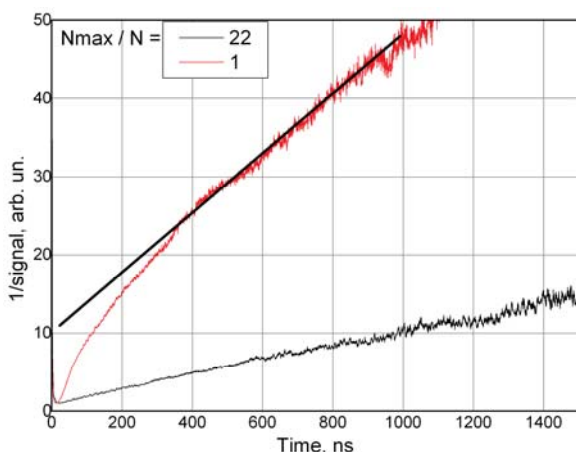
7 нс, определяющимся длительностью импульса оптического возбуждения. В наносекундном и суб-наносекундном диапазоне времена жизни изучались с помощью методики терагерцевой pump-probe спектроскопии с использованием лазера на свободных электронах. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были измерены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Детальное описание экспериментальной установки для измерения спектров ФЛ можно найти в работах [2 – 4].

## Результаты и обсуждение

Как было показано ранее [2], при низких температурах (4.2 К – 77 К) в объемных пленках с составом  $x = 0.21 - 0.23$  излучательные процессы могут быть наиболее эффективным каналом рекомбинации в условиях интенсивного оптического возбуждения. В данных структурах можно добиться усиления излучения (проявляющегося в обужении линии ФЛ и ее зависимости от интенсивности накачки) при достаточно высоких температурах: до 100К [3]. В данной работе рассматривались более узкозонные твердые растворы ( $x = 0.18 - 0.19$ ) и структуры с КЯ. В наиболее узкозонной объемной пленке №130905 с  $x = 0.18$  при высокой интенсивности

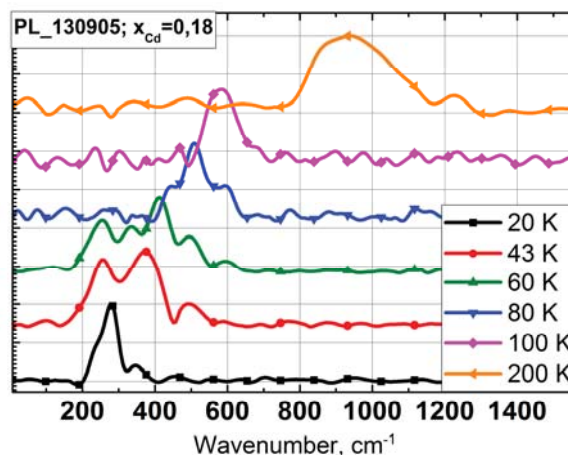
возбуждения была обнаружена ярко выраженная неэкспоненциальная кинетика релаксации ФП на временном масштабе  $\sim 1.5$  мкс очень хорошо соответствующая гиперболической зависимости  $\sim 1/t$ , что отвечает механизму излучательной рекомбинации (вероятность рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации неравновесных носителей).

Это подтверждается результатами исследований ФЛ, представленными на рис. 2. Максимум линии межзонной ФЛ соответствует длине волны 36 мкм при 20К, сдвигаясь в сторону коротких длин волн с температурой. (В спектре ФЛ также присутствуют линии, обусловленные переходами с участием примесей; их спектральное положение не меняется с температурой). Положение линии межзонной ФЛ с хорошей точностью соответствует краю межзонных переходов, наблюдаемых на спектрах ФП. Следует отметить, что интенсивность сигнала ФЛ слабо падает с температурой (не более чем в 5 раз от 20 до 200 К) и ФЛ наблюдается вплоть до комнатной температуры. Ранее такое слабое температурное гашение ФЛ наблюдалось только в более широкозонных образцах и структурах с КЯ [5].



**Рис. 1.** Зависимость величины  $1/\Delta\sigma$  от времени для объемного слоя №130905 ( $x_{Cd} = 0.18$ ) при  $T = 4.2$ К и различных интенсивностях возбуждения ( $N_{max} = 5 \cdot 10^{15}$  фотонов в импульсе длительностью 10 нс). Линейная зависимость соответствует гиперболическому спаду неравновесной концентрации.

Как видно из рис. 1, при дальнейшем увеличении мощности возбуждения характер спада фотоотклика на начальном этапе отступает от гиперболического закона: возникает участок еще более быстрой релаксации. Наиболее вероятной причиной такого поведения является «подключение» Оже-рекомбинации.



**Рис. 2.** Спектры ФЛ излучения объемного слоя №130905 ( $x_{Cd} = 0.18$ ) при различных температурах.

Время жизни в этих условиях было измерено с помощью методики pump-probe и составляет 5 нс. В структурах с КЯ с той же шириной запрещенной зоны наблюдается более сложная картина: помимо процессов релаксации с характерным временем  $\sim 10$  нс наблюдается участок более быстрого спада с характерным временем  $\sim 100$  пс [6].

*В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур". Работа поддержана грантами РФФИ №16-32-60172, Президента РФ МК-6923.2016.2*

## Литература

1. A. Rogalski // Reports on Progress in Physics, 2005. **68**(10): p. 2267-2336.
2. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.V. Antonov et al. // Appl Phys Lett, V. 104, 072102 (2014).
3. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.A. Dubinov et al. // Appl Phys Lett, V. 107, 042105 (2015).
4. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.M. Kadykov et al. // Appl Phys Lett, V. 108, 092104 (2016).
5. I.I. Izhnin, A.I. Izhnin, K.D. Mynbaev et al. // Opto-Electronics Review, 2013. **21**(4): p. 390-394
6. S. Ruffenach, A. Kadykov, V.V. Rumyantsev et al. // to be published in APL Materials.



# Упруго-компенсированные квантовые ямы GaInAs/AlGaInAs для лазерных диодов спектрального диапазона 1.5-1.6 мкм

Ю.Л. Рябоштан\*, П.В. Горлачук, И.В. Яроцкая, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3 к. 1, Москва, 117342, Россия

\* yu.ryaboshtan@splus.ru

Представлены экспериментальные исследования влияния уровня механических напряжений в квантовых ямах и барьерах Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As/(Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>)<sub>y</sub>In<sub>1-y</sub>As/InP на фотолюминесцентные характеристики указанных ям. Показана важность точного контроля уровня механических напряжений, целенаправленно вносимых в создаваемые наногетероструктуры.

## Введение

Лазерные приборы, используемые в дальнометрии, оптической локации, охранных системах, должны быть условно безопасны для глаз, работающего с такими приборами, персонала, а также окружающих людей. По указанной причине, в последнее время наблюдается повышенный интерес к созданию лазерных излучателей спектрального диапазона 1,5-1,6 мкм различных типов. Среди возможных вариантов полупроводниковых лазерных диодов (ЛД), лучшие результаты достигаются на основе гетероструктур GaInAs/AlGaInAs/InP.

Главным сдерживающим фактором увеличения мощности применяемых лазерных диодов, указанного спектрального диапазона, является резкое увеличение Оже-рекомбинации при достижении рубежа порядка 1,5 мкм и более. Известно, что введение напряжений в квантовые ямы позволяет снизить влияние Оже-рекомбинации [1,2]. С другой стороны, величина вводимых напряжений ограничена критическим значением генерации дислокаций несоответствия. Данная работа посвящена поиску технологических условий выращивания сильнонапряжённых квантовых ям (КЯ) Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As/(Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>)<sub>y</sub>In<sub>1-y</sub>As в значительной степени подавляющих проявление этого вредного эффекта.

## Описание эксперимента

Гетероструктуры Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As/(Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>)<sub>y</sub>In<sub>1-y</sub>As/InP формировались на подложках n-InP (100). Выращивание таких структур осуществлялось методом МОС-гидридной эпитаксии на установке с горизонтальным кварцевым реактором щелевого типа при пониженном давлении (40-100 торр). Источниками элементов III группы являлись триэтилгаллий, триметилиндий и триметилалюминий. Источниками элементов V группы являлись AsH<sub>3</sub> и PH<sub>3</sub>.

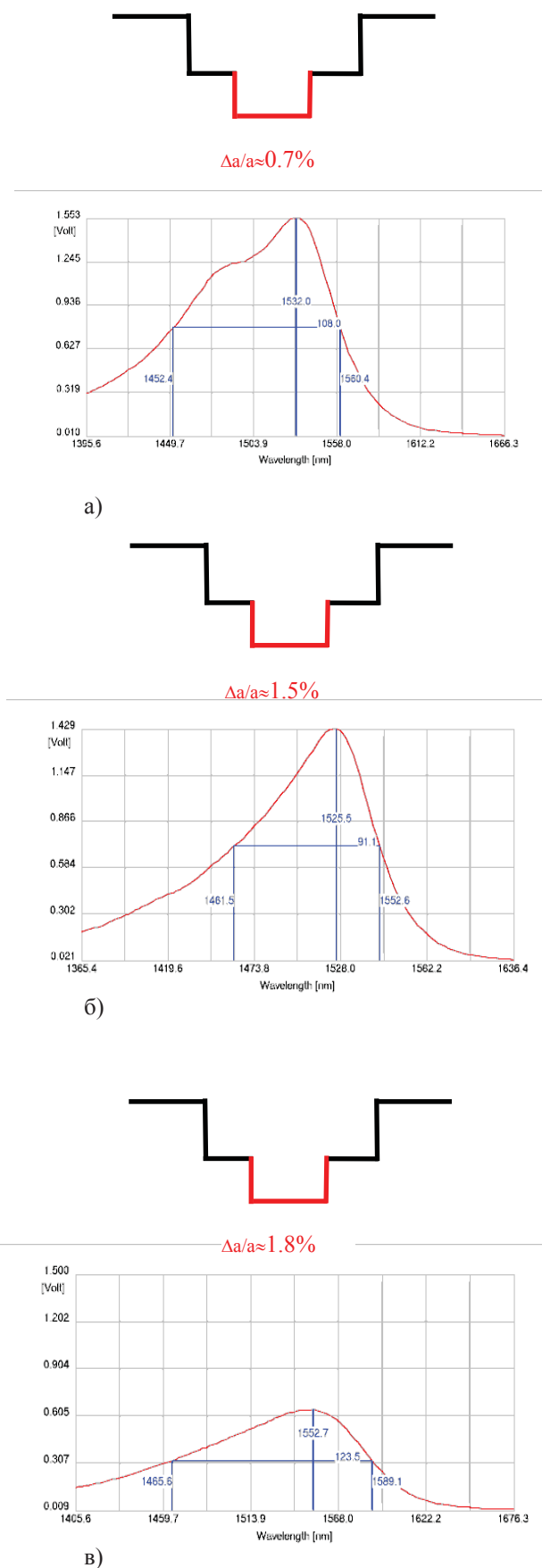
## Обсуждение результатов

Исследовались гетероструктуры (ГС) с различными напряжениями сжатия в КЯ активной области. Также исследовались пути и принципы достижения высокого уровня механических напряжений в КЯ без разрушения последних. Спектры фотолюминесценции получены при комнатной температуре. Для возбуждения люминесценции использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 780 нм.

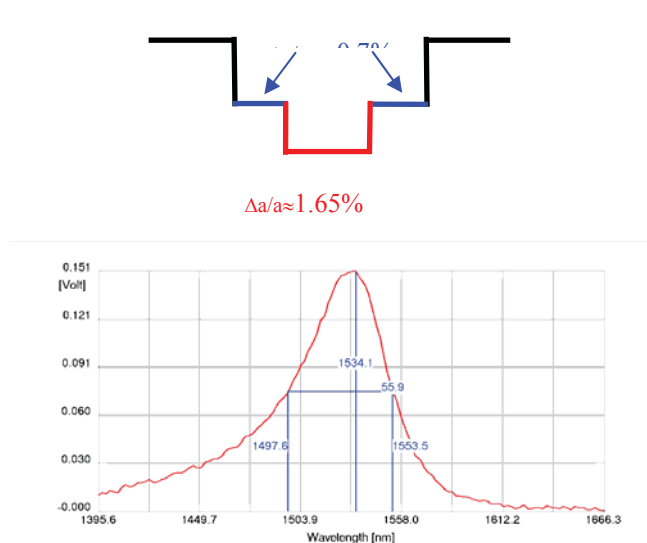
На рис. 1 представлены спектры фотолюминесценции исследованных тестовых образцов ГС. Легко видеть уменьшение полуширины спектра фотолюминесценции КЯ с возрастанием механических напряжений от 0.7% до 1.5%. При напряжении сжатия КЯ превышающем 1.5% наблюдается деградация фотолюминесцентных характеристик, выражающаяся в падении интенсивности сигнала, увеличении полуширины спектра и сдвиге максимума в длинноволновую область спектра.

Применение новых технологических решений и использование барьерных слоёв с напряжениями растяжения позволило создать КЯ с улучшенными фотолюминесцентными характеристиками. Спектр такого образца приведён на рис. 2. Данный подход позволяет сохранить преимущества наличия напряжений в КЯ, но при этом отодвигается предел генерации дислокаций несоответствия и других кристаллических дефектов.

Меньший уровень интенсивности фотолюминесценции последнего образца объясняется другими условиями измерения, связанными с насыщением фотоприёмного устройства.



**Рис. 1.** Схематическое изображение зонной диаграммы и спектров фотолюминесценции образцов с различной величиной напряжений сжатия в КЯ.



**Рис. 2.** Схематическое изображение зонной диаграммы и спектров фотолюминесценции образца с упруго-компенсированной КЯ.

Повышенные люминесцентные характеристики, демонстрируемые последним образцом, позволяют надеяться на возможность улучшения дифференциальной квантовой эффективности полупроводниковых лазеров спектрального диапазона 1.5-1.6 мкм, изготовленных с использованием описанной активной области.

**Заключение**

В ходе работы проведены исследования и оптимизация конструкции активной области лазерной ГС. Представленный подход перспективен для создания активных квантоворазмерных областей полупроводниковых лазеров с улучшенными характеристиками, излучающих в спектральном диапазоне 1.5-1.6 мкм.

**Литература**

1. С.Е. Zah, R. Bhat, B.N. Pathak et al. // IEEE J. Quantum Electron., V. 30, № 2, 511-523 (1994)
2. A. Kasukawa et al. // IEEE J. Quantum Electron., V. 29, № 6, 1528-1534 (1993).

# Получение и исследование метаморфных буферных слоев InGaAs, GaAsSb на подложках GaAs, полученных методом МОС-гидридной эпитаксии

И.В. Самарцев\*, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

\* woterbox@mail.ru

Проведены исследования структур полученных методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs с метаморфными буферными слоями InGaAs, GaAsSb и InGaP. Определены оптимальные условия роста метаморфных буферных слоев GaAsSb и InGaAs. Исследована шероховатость поверхности, полученных структур. Получены спектры фототока структур, максимум спектра фототока структуры с буферным слоем InGaP соответствует длине волны 1,06 мкм.

## Введение

В настоящее время актуальной задачей является разработка систем беспроводной передачи электроэнергии с помощью Nd-лазеров. Поэтому, существует необходимость в разработке эффективных фотопреобразователей на длину волны 1,06 мкм. Эффективность кремниевых фотопреобразователей уменьшается на данной длине волны. Известны фотопреобразователи [1] выращенные на подложках InP. Но данные подложки являются дорогостоящими и плохо поддаются обработке. Также, известны фотопреобразователи на основе метаморфного буферного слоя InGaAs, полученные при ступенчатом изменении концентрации In [2]. Но такая технология роста достаточно сложна в реализации.

В данной работе приводятся результаты сравнения спектров фототока и шероховатости поверхности для фоточувствительных структур на основе GaAsSb, InGaAs, InGaP метаморфных буферных слоев.

## Экспериментальные образцы

Для выявления оптимальных условий роста были получены структуры с метаморфными слоями InGaAs, GaAsSb и InGaP, выращенных на подложках GaAs. На подложке растился буферный слой GaAs, далее – метаморфный буферный слой InGaAs или GaAsSb содержанием In и Sb 18% или слой InGaP с

содержанием In более 55%. Толщины слоев исследуемых структур представлены в табл. 1(А, Б, В).

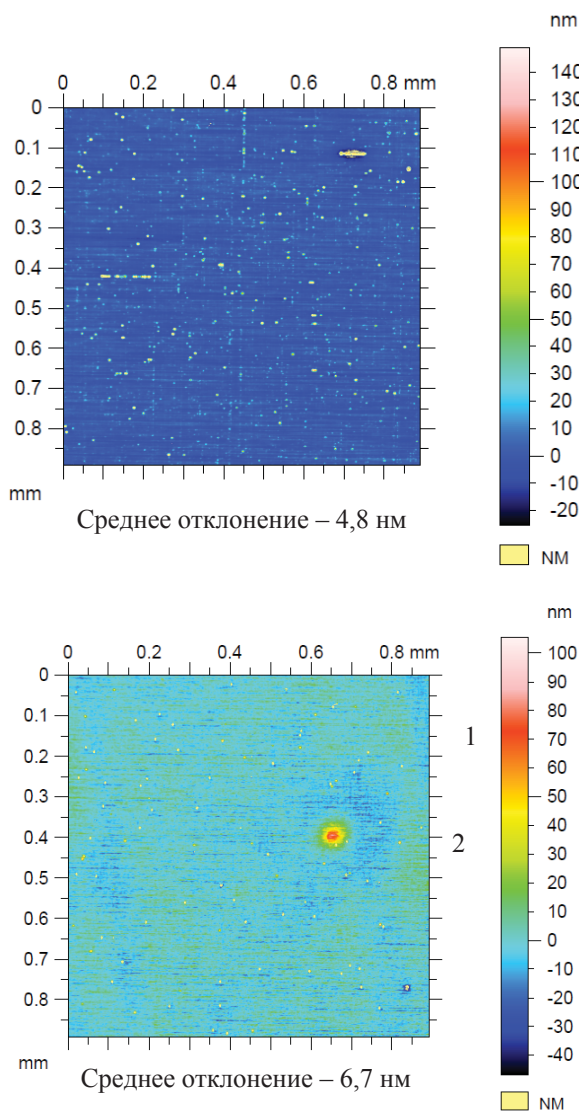
Таблица 1. Толщины слоев исследуемых структур.

№ слоя	Слой	Толщина слоя, нм
А) Структура с буферным слоем GaAsSb		
1	$n^+$ - GaAs	подложка
2	$n$ - GaAs	120
3	$n$ - GaAsSb	360
4	GaAsSb	1000
5	$p^+$ - GaAsSb	450
Б) Структура с буферным слоем InGaAs		
1	$n^+$ - GaAs	подложка
2	$n$ - GaAs	120
3	$n$ - InGaAs	360
4	InGaAs	1000
5	$p^+$ - InGaAs	450
В) Структура с буферным слоем InGaP		
1	$n^+$ - GaAs	подложка
2	$n$ - GaAs	360
3	$n$ - InGaP	360
4	$n$ - InGaAs	360
5	InGaAs	720
6	$p$ - InGaAs	360

## Результаты и обсуждение

Структуры с метаморфными слоями GaAsSb и InGaAs имеют на поверхности полосы в перпендикулярных друг относительно друга направлениях, что свидетельствует о наличии дислокаций несоот-

ветствия, вызванных увеличением концентрации In или Sb в твердых растворах, необходимой для достижения длины волны 1,06 мкм (рис. 1).

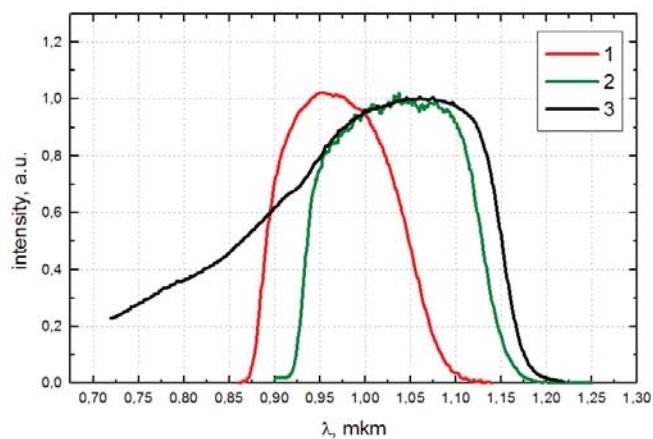


**Рис. 1.** Результаты исследования шероховатости поверхности образцов с метаморфным буфером GaAsSb (1) и InGaAs (2).

Средний размер неровности поверхности для структур с GaAsSb и InGaAs составляет 4,8 нм и 6,7 нм соответственно.

Структура на основе метаморфного слоя InGaP имеет более гладкую поверхность по сравнению со структурами, изготовленными на основе метаморфных буферных слоев GaAsSb и InGaAs. Средний размер неровностей в данном случае составляет 4 нм.

Спектральные зависимости фототока исследованных образцов представлены на рис. 2.



**Рис. 2.** Спектр фототока структур на основе метаморфных слоев GaAsSb (1), InGaAs (2) InGaP (3) при комнатной температуре.

Как видно из графика, максимум поглощения структуры с буферным слоем InGaP соответствует длине волны 1,06 мкм.

Таким образом, проведено сравнение качества поверхности фоточувствительных структур на основе метаморфных буферных слоев GaAsSb, InGaAs и InGaP. Показана возможность создания фоточувствительных структур на длину волны 1,06 мкм с помощью метаморфного слоя InGaP, выращенного на подложке GaAs.

*Авторы выражают благодарность сотруднику ИФМ РАН Юнину П.А. за содействие в измерении шероховатости поверхности исследуемых структур.*

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-02-00450).*

## Литература

1. М.А. Зарин, Н.С. Потапович, В.П.Хвостиков // Сборник тезисов 17 всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и нанoeлектронике, 23-27 ноября, Санкт-Петербург (2015).
2. Д.В. Рыбальченко, С.А. Минтаиров, Р.А. Салий и др. //ФТП. Т. 51, с 94-100, (2017).

# Люминесценция нанозостровков Ge(Si) в микрорезонаторах на базе фотонных кристаллов

С.М. Сергеев<sup>1</sup>, М.В. Степихова<sup>1,2\*</sup>, А.В. Новиков<sup>1,2</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1,2</sup>,  
V. Rutckaia<sup>3</sup>, J. Schilling<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

<sup>3</sup> Centre for Innovation Competence SiLi-nano, Martin Luther University of Halle-Wittenberg, Karl-Freiherr-von-Fritsch-Str. 3, 06120 Halle (Saale), Germany.

\* mst@ipm.sci-nnov.ru

В работе приводятся результаты исследований фотонно-кристаллических резонаторов, сформированных на базе светоизлучающих структур SOI/n(Ge QDs – Si). Рассмотрены люминесцентные свойства микрорезонаторов разной геометрии, обсуждаются причины высокой температурной стабильности, позволяющие наблюдать сигнал фотолюминесценции нанозостровков Ge(Si) в микрорезонаторах при комнатной температуре.

## Введение

Микрорезонаторы, формируемые на базе полупроводниковых структур, привлекают в последнее время значительное внимание исследователей, что обусловлено, 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 оптоэлектроники [1]. Здесь отдельное внимание уделяется оптоэлектронным устройствам на кремнии, являющимся основным материалом современной микрорэлектроники. Как известно, в силу непрямозонности энергетической структуры кремний не относится к эффективно излучающим материалам. С оптическими микрорезонаторами связаны, в том числе, и перспективы контролируемого изменения процессов спонтанного излучения в кремниевых материалах, в частности вследствие эффекта Парселла [2].

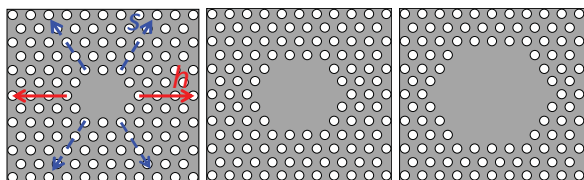
## Исследуемые образцы, методика эксперимента

В работе приводятся результаты исследований люминесцентных свойств фотонно-кристаллических (ФК-) резонаторов, сформированных на светоизлучающих структурах SOI/n(Ge QDs – Si). Структуры SOI/n(Ge QDs – Si) выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках SOI и представляли собой периодическую последовательность слоев нанозостровков Ge(Si), чередующихся с промежуточными слоями Si. ФК-

резонаторы формировались методом электронно-лучевой литографии с последующим плазмохимическим травлением. В работе исследовались резонаторы с гексагональной геометрией - резонаторы Н2, Н3 и Н4, выполненные на фотонном кристалле с периодом решетки 400 нм и диаметром отверстий 240 нм. Н2, Н3 и Н4 – гексагональные резонаторы со сторонами, представленными двумя, тремя и четырьмя пропущенными отверстиями в фотонном кристалле (рис. 1).

Рассматривались также резонаторы со смещением в радиальных направлениях отверстий ФК, ближайших к резонатору (величина смещения отверстий варьировалась от 70 до 240 нм). Полная толщина структуры, на которой формировались ФК-резонаторы ~ 250 нм.

Исследования проводились методом фотолюминесценции в установке, разработанной на базе высокосветосильного монохроматора со сложением дисперсий модели М833 фирмы «Solar Laser Systems». Сигнал фотолюминесценции (ФЛ) возбуждался Nd:YAG лазером с длиной волны излучения 532 нм, луч возбуждающего лазера фокусировался в пятно диаметром ~ 3 мкм. Образец помещался в криостат, фиксированный на микроподвижках, обеспечивающих высокую точность юстировки. В работе использовалась методика синхронного детектирования, где в качестве приемника излучения использовался охлаждаемый Ge детектор фирмы «Edinburgh Instruments».



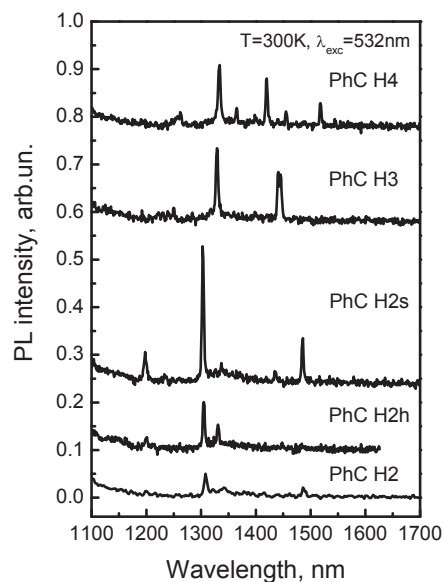
**Рис. 1.** Схематическое представление ФК-резонаторов геометрий H2, H3 и H4. Сплошными и пунктирными стрелками на схеме резонатора H2 показаны направления смещения ближайших к резонатору отверстий фотонного кристалла: в геометрии «s» смещаются 6 ближайших отверстий, в геометрии «h» - два.

## Полученные результаты и их обсуждение

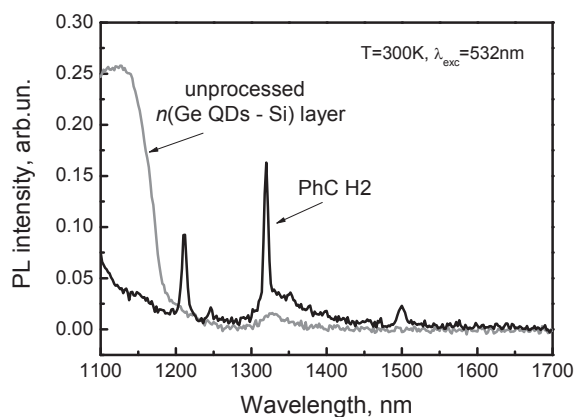
Полученные спектры микро-фотолюминесценции ФК-резонаторов разных геометрий приведены на рисунке 2. В общей серии исследований максимальная интенсивность сигнала ФЛ наблюдалась в резонаторах с геометрией H2s, в которой шесть отверстий ФК, ближайших к резонатору, были смещены относительно исходного положения на 240 нм. Смещение ближайших к резонатору отверстий фотонного кристалла играет, как известно, роль переходной области, позволяя таким образом увеличить добротность резонатора [3]. В нашем случае оценка добротности резонатора из ширины линии ФЛ затруднена вследствие ограничений, накладываемых спектральным разрешением измерительной схемы. Наблюдаемые в эксперименте резонансные спектры ФЛ хорошо описываются в рамках теоретических моделей [4].

Заметим, что наблюдаемый в ФК-резонаторах сигнал фотолюминесценции характеризуется высокой температурной стабильностью. Все приведенные спектры ФЛ микрорезонаторов были получены при комнатной температуре, тогда как в непроцессированной области образца, т.е. в области, не содержащей ФК, сигнал ФЛ фактически отсутствовал (рис. 3). Наблюдаемая температурная стабильность сигнала фотолюминесценции наностроек Ge(Si) в микрорезонаторах является возможным проявлением эффекта Парселла, однако здесь также следует учитывать возможную роль эффектов сильной пространственной локализации носителей заряда [5].

*Работа поддержана РФФИ (проект #15-02-05272) и программами фундаментальных исследований ОФН РАН.*



**Рис. 2.** Спектры микро-фотолюминесценции ФК резонаторов, сформированных на структуре SOI/n(Ge QDs - Si). Геометрия резонаторов указана на рисунке.



**Рис. 3.** Спектры микро-ФЛ фотонно-кристаллического резонатора с геометрией H2 и непроцессированной области образца, измеренные при комнатной температуре.

## Литература

1. K.J. Vahala // Nature, V. 424, 839 (2003).
2. E.M. Purcell // Phys. Rev., V. 69, 681 (1946).
3. Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, S. Noda // Nature, V. 425, 944 (2003)
4. V. Rutckaia, J. Schilling, V. Talalaev et al. // Материалы XX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», 14-18 марта, 2016 г., Нижний Новгород, Россия, т. 2, с. 446.
5. M. El Kurdi, S. David, P. Boucaud et al. // J. Appl. Phys., V. 96, 997 (2004).

# Влияние отношения потоков V и III группы на функцию распределения полупроводниковых нитевидных нанокристаллов по длине

Н.В. Сибирев<sup>1,3</sup>, Ю.С. Бердников<sup>1,4</sup>, В.Г. Дубровский<sup>1,3,4</sup>

<sup>1</sup> Академический университет, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195220.

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, Санкт-Петербург, 199034

<sup>4</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

\*NickSibirev@yandex.ru

Настоящая работа посвящена изучению влияния потока V группы на однородность массивов нитевидных нанокристаллов по длине. При небольшом превышении потока V группы над потоком III испарением V группы можно пренебречь и скорость роста ННК определяется уравнением материального баланса, и распределение получается уже пуассоновского. С увеличением потока V группы роль испарения растёт, и распределение становится шире пока не превращается в пуассоновское.

Синтез III-V и других полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК) по каталитическому механизму "пар-жидкость-кристалл" (ПЖК) позволяет создавать ансамбли упорядоченных нанообъектов, степень регулярности которых определяется положением капель катализатора на поверхности. Обычно считается, что и распределение по длине ННК будет достаточно узким. Однако если считать, что образование, каждого последующего монослоя, является, не зависящим от предыдущих моментов событием распределение будет пуассоновским и среднеквадратичное отклонение ННК будет равным  $\sqrt{Lh_M}$ , здесь  $L$  – длина ННК и  $h_M$  – высота монослоя. Более того известно, что затенение и диффузии атомов третьей группы с боковых стенок к вершине ННК приводит к тому, что более длинные ННК растут быстрее, и распределение ННК по длине будет шире пуассоновского. С другой стороны известно, что при росте ННК существуют и другие эффекты, направленные на сужение функции распределения. Например, увеличение поступления материал III группы в каплю приводит к её раздуванию и увеличению диаметра ННК, что приводит к снижению скорости его роста. Истощение капли при формировании нового монослоя, так же приводит к сужению функции распределения ННК по длине. Большая часть этих эффек-

тов связана с изменением потока материала III группы.

Настоящая работа посвящена изучению влияния потоков V группы. Изменение баланса прихода ухода вещества V группы, в первую очередь связано с испарением, тогда как изменение материального баланса III группы в большей степени связано с изменением поступления вещества в первую очередь с диффузией. При небольшом превышении потока V группы на III испарением V группы можно пренебречь и скорость роста ННК определяется уравнением материального баланса, и распределение получается уже пуассоновского. С увеличением потока V группы роль испарения растёт, и распределение становится шире пока не превращается в пуассоновское. В работе показано, что дисперсия длины ННК связанная со потоком V группы увеличивается, при увеличении потока V группы. Показано, что дисперсия длины ННК прямо пропорциональна его радиусу. Полученные результаты позволяют объяснить возможность создания методами литографии однородных массивов ННК не только по диаметру, но и по длине.

*Данная работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России соглашение 14.613.21.0055 от 30 ноября 2015, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61316X0055.*

# Применение метода кинетического Монте-Карло для расчета ВАХ и теплопереноса в мемристивных структурах на основе стабилизированного диоксида циркония

К.В. Сидоренко, О.Н. Горшков, А.П. Касаткин

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

\* oknerodisian@rambler.ru

В работе производится компьютерный расчет кинетики процессов электроформовки в мемристивных структурах на основе стабилизированного иттрием диоксида циркония  $ZrO_2(Y)$ .

Резистивная память с произвольным доступом (англ.: Resistive Switching Random Access Memory) – новое поколение энергонезависимой памяти, основанное на использовании двух устойчивых состояний диэлектрика: состояния с высоким сопротивлением (СВС) и состояния с низким сопротивлением (СНС), переключение между которыми осуществляется путем приложения внешнего напряжения к структуре металл – диэлектрик – металл (МДМ) [1]. Стабилизированный диоксид циркония (СДЦ) является перспективным диэлектриком и используется в таких структурах [2-3], однако микроскопическая теория процессов, происходящих в таких структурах при проведении электроформинга и переключений между СВС и СНС, остается к настоящему моменту не построенной.

## Постановка задачи и способ моделирования

В настоящей работе проводится компьютерное моделирование процесса электроформовки в мемристивных структурах на основе стабилизированного диоксида циркония  $ZrO_2(Y)$  с использованием метода кинетического Монте-Карло (кМК). Весь процесс логично разделялся на три подзадачи: моделирование перестройки массива кислородных вакансий в матрице  $ZrO_2(Y)$  с образованием проводящего нанофиламента, моделирование протекания электронного тока через данный массив и моделирование фононной кинетики, определяющей выделение и распределение джоулева тепла в объеме образца.

В процессе моделирования движения кислородных вакансий рассматривалась кубическая решетка,

узлы которой соответствовали позициям атомов кислорода в кубическом  $ZrO_2(Y)$ . Декартовы оси координат ориентировались параллельно осям  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$  и  $\langle 001 \rangle$  элементарной ячейки. В направлении прыжков вакансий вдоль осей  $OX$ ,  $OY$ ,  $OZ$  находятся пары металлических атомов  $Zr-Zr$ ,  $Zr-Y$ ,  $Y-Y$ , которые создают барьеры ( $E_m$ ) для перескоков вакансий. Поскольку количество пар соседних атомов  $Zr-Y$ ,  $Y-Y$  мало по сравнению с количеством пар  $Zr-Zr$ , для всей структуры в целом выбирался один потенциальный барьер (энергия активации)  $E_m = 1.16$  эВ [4]. Приложение внешнего электрического поля к структуре может изменять потенциальные барьеры и, как следствие, вероятность перескока вакансии в соответствии с выражением:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_m - E_{bias}}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $D_0$  – фактор Дебая ( $\sim 10^{13} \text{ c}^{-1}$ ),  $E_{bias}$  – изменение величины потенциального барьера за счет приложения электрического поля. Показано, что при наличии концентраторов электрического поля становится возможным перераспределение кислородных вакансий в объеме диэлектрика, приводящее к формированию локальных низкоомных областей с повышенной концентрацией вакансий и изменение полного сопротивления структуры.

Процесс роста нанофиламента в СДЦ сопровождается протеканием через диэлектрик электронного тока. В настоящей работе изучаются различные механизмы электронного транспорта через массив кислородных вакансий, а также вклад каждого из них в общий ток.



Было показано, что при приложении к структуре напряжения  $V = -1$  В из ряда рассмотренных механизмов переноса заряда (механизм Абрахамса – Миллера, механизм Пула – Френкеля, механизм Фаулера – Нордгейма), обычно учитываемых при моделировании подобных структур, доминирующим является туннельный механизм переноса электронов между вакансиями кислорода (в  $\alpha$ -зоне), описываемый скоростью эластичных (без участия фононов) переходов (механизм Абрахамса – Миллера [5]). Этот же механизм доминировал и при  $V = -2$  В. При  $V = -3$  В основным являлся механизм эмиссии Пула – Френкеля [6], соответствующий переходу электронов из  $\alpha$ -зоны в зону проводимости  $ZrO_2(Y)$ . При  $V = -3.2$  В в переносе электронов доминировало прямое туннелирование между филаментом и базовым электродом (TiN) через слой  $ZrO_2(Y)$  толщиной 2.5 нм (механизм Фаулера – Нордгейма [7]).

Влияние джоулева разогрева учитывалось путем решения методом Монте-Карло кинетического уравнения Больцмана для фононов [8]. Показано, что флуктуации псевдотемпературы, происходящие за времена порядка  $\sim 10$  пс не оказывают прямого влияния на ионный ток, поскольку характерные времена перескоков ионов имеют значения на несколько порядков выше. В то же время они могут оказывать косвенное влияние, посредством изме-

нения электронного тока через массив вакансий, так как характерные времена туннельных процессов имеют порядок  $\sim 1$  пс.

*Работа поддержана Министерством образования и науки России в рамках государственного задания №2017/134 (код проекта 16.7864.2017/БЧ).*

## Литература

1. J.S. Lee, S. Lee, T.W. Noh et al. // Applied Physics Reviews, V. 2, 031303-1 (2015).
2. O.N. Gorshkov, I.N. Antonov, A.I. Belov et al. // Technical Physics Letters, V. 40, 101 (2014).
3. O.N. Gorshkov, A.N. Mikhaylov, A.P. Kasatkin et al. // Journal of Physics: Conference Series, V. 741, 012174-1 (2016).
4. K.L. Ngai, J. Santamaria, C. Leon // Eur.Phys.J.B, V.86, 7(2013).
5. Miller, E. Abrahams // Physical Review, V. 120, 3 (1960).
6. J.L. Hartke // J. Appl. Phys., V. 39, 4871 (1968).
7. M. Lenzlinger, E.H. Snow // J. Appl. Phys., V. 40, 278 (1969).
8. S. Mazumder, A. Majumdar // J Heat. Transfer, V. 123, 749 (2001).

# Матричные фотоприемники на основе ГЭС КРТ МЛЭ на длины волн 3–5 и 8–10 мкм форматом до 1024x1024

Ю.Г. Сидоров, И.В. Сабина, В.В. Васильев, Г.Ю. Сидоров\*, И.В. Марчишин, А.В. Предеин, М.В. Якушев, С.А. Дворецкий<sup>1</sup>

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

\* george@isp.nsc.ru

В данной работе мы приводим информацию о матричных фотоприемных модулях (ФПМ) форматов 320x256, 384x256, 640x512 диодов типа п-р с шагами 30, 25 и 20 мкм, изготовленных на основе гетерозепитаксиальных структур (ГЭС) кадмий-ртуть теллур (КРТ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках арсенида галлия и кремния. Кроме того, приводится информация о разработках в области фотоприемных модулей с повышенной рабочей температурой (high operating temperature – HOT), позволивших изготовить детекторы форматом 320x256 и 1024x1024 с архитектурой диодов р-п на основе КРТ на подложках кремния с рабочей температурой 170°К. Также описываются некоторые усовершенствования в технологии производства матричных фотоприемников.

## Введение

Фотоприемные модули (ФПМ) на основе охлаждаемых гибридных линейчатых или матричных фотоприемников на базе тройного соединения кадмий-ртуть-теллур являются наиболее перспективными для использования в инфракрасных (ИК) тепловизионных системах [1, 2]. Использование технологии МЛЭ позволяет выращивать материал высокого структурного качества на «альтернативных» подложках, таких как GaAs и Si, что позволяет снизить стоимость материала, а также, при использовании кремния, многократно повысить срок службы ФПУ и снять ограничения на его размер, за счет одинаковых КТР мультиплексора и подложки.

## Развитие технологии производства ФПМ на основе КРТ

Поскольку характерные фототоки для фотодиодов, чувствительных в диапазоне длин волн 8-10мкм, составляют по порядку величины 10 нА, для матриц большого формата это может приводить к существенному падению напряжения смещения на диодах от центра к общему контакту на периферии при использовании п на р архитектуры. Для уменьшения  $\Delta U$  до величины менее 50 мВ в ГЭС КРТ был добавлен высоколегированный подслой п-типа, имеющего сопротивление  $\rho_{sn}=10 \text{ Ом}/\square$ .

Для уменьшения взаимного влияния р-п переходов, а также для топологической изоляции отдельных структурных дефектов был осуществлен переход на меза-технологии, рис. 1.

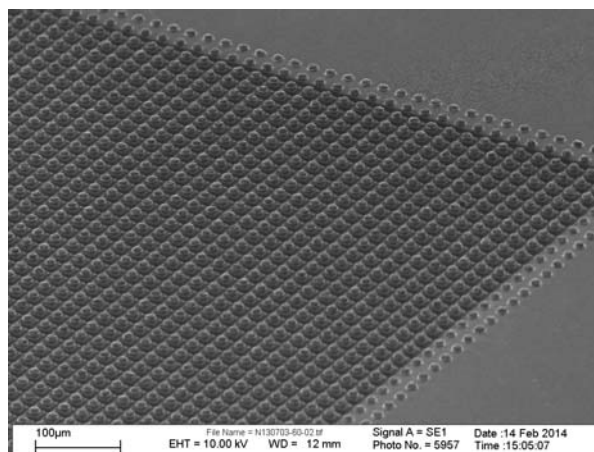


Рис. 1. Изображение части матрицы формата 640x512 с индиевыми микроконтактами, изготовленной по меза-технологии.

Была разработана технология низкотемпературного ( $T$  менее 120°С) роста нового диэлектрического покрытия – оксида алюминия методом атомно-слоевого осаждения. Получаемый по такой технологии диэлектрик обладает высокой однородностью толщины (менее  $\pm 2\%$  на 75мм), высокой диэлектрической и химической стойкостью, а разработанный режим роста не приводит к повреждению поверхности КРТ. Плотность поверхностных состояний на границе раздела с КРТ для оксида алюминия сопоставима с использованным ранее  $\text{SiO}_2$ .

Для повышения точности планаризации в процессе гибридации фотоприемной матрицы и мультиплексора, в их топологию были введены отражающие площадки. Проведена оптимизация параметров процесса гибридации (давления и температуры).

В результате после гибридизации доля неприсоединенных элементов не превышает 0,03%.

Характерные вольт-амперные характеристики (ВАХ) n-на-p диодов в матрице с шагом 30 мкм и краем поглощения  $\lambda_{1/2} = 10$  мкм, измеренные при температуре 77К, как без излучения (темновые ВАХ) так и с засветкой фоном с  $T_{\text{фон}} = 293$  К и  $\theta = 34^\circ$  показаны на рис.2. ВАХ диодов мало отклоняются от «полки» вплоть до смещений -400 мВ. Величины  $R_0A = (0.9 - 1.8) \times 10^2$  Ом•см<sup>2</sup> соответствует лучшим экспериментальным значениям различных авторов [3].

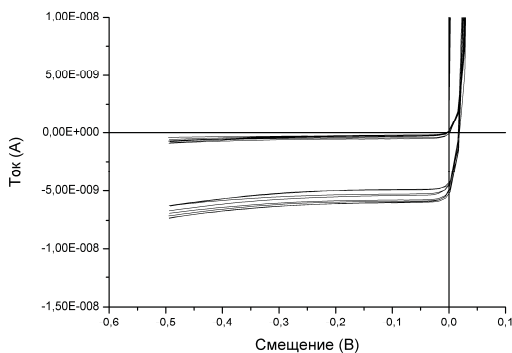


Рис. 2. Типичные ВАХ диодов в матрице n-на-p, с шагом 30 мкм, измеренные при  $T=77$ К,  $\theta=0^\circ$ ,  $\theta=34^\circ$ ,  $T_{\text{в}}=293$  К.

Применение описанных изменений технологии позволило изготовить матрицы на основе p на p диодов форматов 320x256 с шагом 30 мкм, 384x288 с шагом 25 мкм, 640x512 с шагом 25 мкм и 20 мкм, для спектральных диапазонов 3–5 мкм и 8–10 мкм, как на основе КРТ на подложках из GaAs так и Si. Для полученных матриц, характерна низкая величина изменения рабочего смещения, уменьшенные токи, улучшенная разрешающая способность, низкое количество дефектных элементов (см. таблицу).

Таблица 1. Сводная таблица типичных характеристик ФПУ разного формата.

Формат	Спектральный диапазон, мкм	<NETD>, мК	Процент дефектных пикселей, %
320x256 (Si)	3 – 5	<22	<1,5
320x256 (GaAs)	8 – 10	<30	<2,5
320x256 (Si)	8 – 10	<40	<3
640x512 (Si)	3 – 5	<20	<2
640x512 (Si)	8 – 10	<40	<4

## ФПМ на основе КРТ с повышенной рабочей температурой

Одним из наиболее существенных достижений в области ИК ФПУ на основе КРТ МЛЭ в ИФП за последнее время стала разработка технологии формирования планарных p-n фотодиодов методом имплантации ионов As<sup>+</sup> на эпитаксиальных слоях КРТ выращенных методом МЛЭ на кремниевых подложках. Диоды с такой архитектурой обладают более высокими значениями  $R_0A$ , более высокими рабочими температурами, могут обладать более высокой стабильностью границы p-n перехода, по сравнению с p-n диодами, полученными имплантацией бора в материал p-типа. Были изготовлены первые образцы фотоприемных модулей, чувствительных в области 1 – 3 мкм с диодами p на p форматах 320x256 и 1024x1024 на основе ГЭС КРТ на кремниевых подложках. Матричные ИК ФПМ формата 1024x1024 изготовлены в России впервые, рабочая температура матрицы –170К. Среднее значение мощности эквивалентной шуму  $NEP=0,84 \times 10^{-14}$  Вт/эл при  $T=170$ К, рис.3.

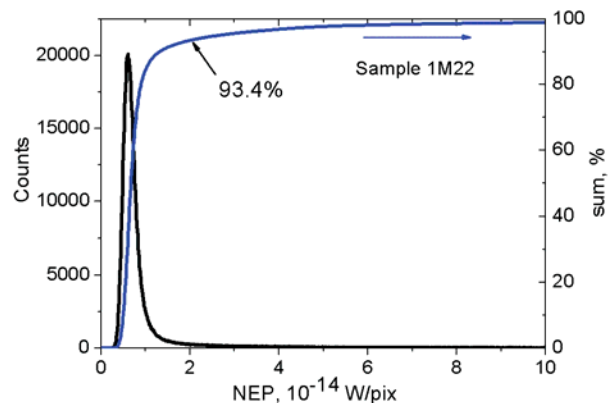


Рис. 3. Гистограмма пороговой мощности матрицы 1024x1024 p-на-p диодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ для диапазона 1 – 3 мкм, изготовленная в ИФП СО РАН.

## Литература

1. E. Fossum, B. Pain. Infrared readout electronics for space-science sensors: state of art and future directions // Proc. SPIE. 1994. No 2020. P. 262.
2. Ph. Tribolet., Ph. Hirel, A. Lussereau, M. Vuillermet. Main results of sofradir IRFPAs including IRCCD and IRCMOS detectors // Proc. SPIE. 1994. No 2252. P. 369.
3. А. Рогальский. Инфракрасные детекторы / Пер. с англ. / Под ред. А.В. Войцеховского. – Новосибирск: Наука, 2003.

# Оже-рекомбинация в двумерных материалах с квази-релятивистским спектром носителей

Д.А. Свинцов<sup>1,\*</sup>, Г.В. Алымов<sup>1</sup>, В.И. Рыжий<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт, лаборатория Оптоэлектроники двумерных материалов, Институтский пер. д. 9, Долгопрудный, 141700.

<sup>2</sup> Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan.

\* svintcov.da@mpt.ru

Построена теория оже - рекомбинации в двумерных полупроводниковых материалах, где оже - процесс первого порядка запрещен законами сохранения импульса-энергии или сильно подавлен из-за динамического экранирования. Примерами таких материалов являются графен и его узкощелевые модификации, а также квантовые ямы на основе теллурида ртути при толщине, близкой к критической. Получено универсальное выражение, связывающее темп рекомбинации с межзонной и внутризонной частями поляризационного оператора, и показано, что эффекты сильного рассеяния электронов и дырок могут быть включены в перенормировку этих поляризационных операторов. Рассчитанный темп оже-рекомбинации для бесщелевого графена при комнатной температуре имеет порядок 300 фс, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

## Введение

Ключевым фактором, препятствующим созданию длинноволновых полупроводниковых лазеров, является ускорение темпа оже-рекомбинации при уменьшении ширины запрещенной зоны. Для симметричного квази-релятивистского закона дисперсии электронов и дырок, однако, оже - процесс первого порядка запрещен законами сохранения импульса и энергии. В связи с этим материалы с подобным спектром носителей (графен, квантовые ямы на основе теллурида ртути) рассматриваются как перспективные кандидаты для создания лазеров терагерцового диапазона. Так, в работе [1] сообщалось о генерации на частоте 5.1 ТГц при T=100 К в инжекционной структуре на основе графена.

Несомненно, в подобных материалах возможны оже-процессы высшего порядка, а также «обычный» оже-процесс благодаря столкновительному уширению спектра квазичастиц и отклонению спектра от строго квази-релятивистского. Эксперименты показывают, что в графене эти процессы очень эффективны, а время существования межзонной инверсной населенности после импульса накачки имеет порядок 150 фс [2]. В данной работе построена теория, позволяющая рассчитывать темп рекомбинации в системах, где он номинально запрещен законами сохранения, но становится возможным благодаря столкновительному уширению спектра квазичастиц. Теория применяется к графену и его узкощелевым модификациям и выявляются способы управления темпом оже-рекомбинации.

## Общая теория

Выражение для темпа оже-рекомбинации в невзаимодействующей двумерной электрон-дырочной системе может быть представлено в виде ( $\hbar \equiv 1$ ):

$$R_A = \frac{4}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \sum_{\mathbf{q}} \text{Im} \Pi_{vc}^{(0)}(\mathbf{q}, \omega) \text{Im} \Pi_{cc}^{(0)}(\mathbf{q}, \omega) \times \left| \frac{V_0(\mathbf{q})}{\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)} \right|^2 [n_B(\omega) + 1] n_B(\omega - F_n + F_p),$$

где интегрирование ведется по энергиям  $\omega$  и импульсам  $\mathbf{q}$  виртуальных фотонов,  $n_B(\omega)$  есть функция распределения Бозе,  $F_n$  и  $F_p$  – квазиуровни Ферми для электронов и дырок,  $V_0(\mathbf{q}) = 2\pi e^2 / q$  – Фурье-компонента двумерного кулоновского потенциала,

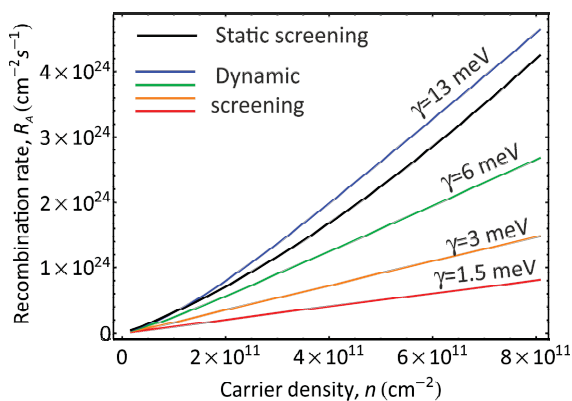
$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = \varepsilon_b + V_0(q) \sum_{i,j=\{c,v\}} \Pi_{ij}^{(0)}(\mathbf{q}, \omega)$$

– диэлектрическая проницаемость, выраженная через поляризуемости  $\Pi_{ij}^{(0)}(\mathbf{q}, \omega)$ , связанные с переходами электронов из  $i$ -й в  $j$ -ю зону. Для полупроводников с квази-релятивистским законом дисперсии  $E_p = \pm (p^2 v_0^2 + \Delta^2)^{1/2}$  мнимые части поляризуемостей  $\Pi_{vc}^{(0)}(\mathbf{q}, \omega)$  и  $\Pi_{cc}^{(0)}(\mathbf{q}, \omega)$  не могут быть одновременно ненулевыми ни при каких  $\mathbf{q}$  и  $\omega$ . Для бесщелевого графена они одновременно не равны нулю лишь при  $\omega = qv_0$ , что выражает аномалию коллинеарного рассеяния [3].

С помощью метода функций Грина для неравновесных систем нами было показано, что учет столкновительного уширения квазичастиц может быть осуществлен путем замены  $\Pi_{ij}^{(0)}(\mathbf{q}, \omega)$  на поляризуемость для взаимодействующих частиц  $\Pi_{ij}(\mathbf{q}, \omega)$  в выражении для  $R$ . Естественно, учет рассеяния носителей приводит к расширению областей ненулевых значений поляризуемостей и к ненулевому значению темпа рекомбинации в материалах с дираковским электронным спектром.

## Результаты и обсуждение

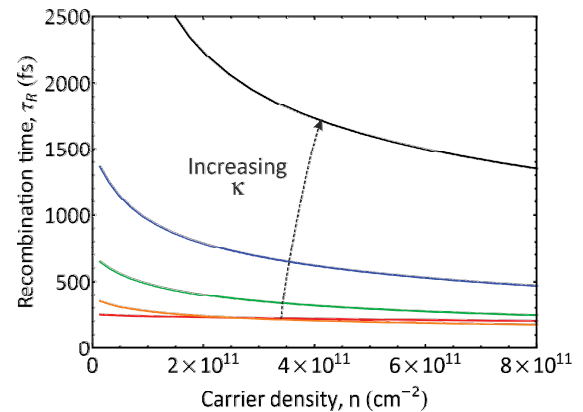
Для реального расчета поляризационных операторов в сильно столкновительной электрон-дырочной плазме фотовозбужденных носителей в графене было использовано приближение времени релаксации с поправками, сохраняющими число частиц. Зависимость темпа рекомбинации от столкновительного уширения спектра  $\gamma = \hbar \tau_{\text{scat}}^{-1}$  приведена на рис. 1. При стремлении частота столкновений к нулю темп оже-рекомбинации в графене ведет себя как  $R \propto \gamma \ln[2\varepsilon_f / \gamma]$ . Отсутствие оже-рекомбинации в графене при нулевой частоте столкновений связано с бесконечно малым фазовым пространством для оже-процесса и сильным динамическим экранированием.



**Рис. 1.** Зависимость темпа оже-рекомбинации в графене от концентрации неравновесных носителей при различных значениях уширения спектра  $\gamma$ .

Однако даже в чистых образцах частота рассеяния не является малой из-за межэлектронных столкновений. Зависимость уширения спектра  $\gamma_{ee}$ , вызванного такими столкновениями, была рассчитана в приближении случайных фаз [4]. Для квазинейтральной электрон-дырочной плазмы в графене  $\gamma_{ee} \approx 6$  мэВ при энергии электрона  $E_p = 40$  мэВ; таким образом, законы сохранения в оже-процессе сильно «нарушены» благодаря конечному времени жизни квазичастиц.

Рассчитанные зависимости времени оже-рекомбинации  $\tau_R = (n - n_{eq}) / (R - G)$  приведены на рис. 2 при различных значениях диэлектрической проницаемости окружения графена. Интересно отметить, что темп оже-рекомбинации относительно слабо зависит от диэлектрической проницаемости, а ее увеличение с 1 (подвешенный графен) до 20 (графен на диоксиде гафния) приводит к увеличению времени рекомбинации лишь на один порядок. Это связано со значительной ролью экранирования в оже-процессе и зависимостью длины экранирования от диэлектрической проницаемости.



**Рис. 2.** Рассчитанная зависимость темпа оже-рекомбинации в графене от концентрации неравновесных носителей при различных диэлектрических проницаемостях окружающего диэлектрика.

Темп оже-рекомбинации в бесщелевом графене также может быть значительно снижен при размещении образца рядом с металлическим затвором. Это создает добавочное экранирование, ослабляющее как оже-рассеяние, так и прямые столкновения квазичастиц. Расчеты показывают, что в образцах, находящихся на расстоянии  $\sim 5$  нм от затвора темп рекомбинации оказывается в два раза слабее по сравнению с негейтированными образцами. Факт сильного влияния диэлектрического окружения графена на оже-рекомбинацию требует пересмотра экспериментальных данных по релаксации фотовозбужденных носителей в многослойных графеновых структурах с разориентированными слоями [5].

## Литература

1. G. Tamamushi, T. Watanabe, A.A. Dubinov et al. // 74th Annual IEEE Device Research Conference, pp. 1-2 (2016).
2. Gierz, M. Mitrano, J.C. Petersen // J. Phys.: Cond. Matter V. 27, 164204 (2015).
3. Tomadin, D. Brida, G. Cerullo et al. // Phys. Rev. B, V. 88, 035430 (2013).
4. E.H. Hwang, B. Hu, S. Das Sarma // Phys. Rev. B, V. 76, 115434 (2007).
5. J. C. König-Otto, M. Mittendorff, T. Winzer et al. Physical review letters, V. 117, 087401 (2016).

# Модель деградации спектра фотолюминесценции самоформирующихся нанозстровков Ge(Si)/Si(001) при облучении быстрыми нейтронами

А.В. Скупов<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», Нижний Новгород, ГСП-486, 603950

\* skav10@mail.ru

Численным моделированием показано влияние электрического поля созданных быстрыми нейтронами разупорядоченных областей на пространственную локализацию носителей заряда в гетероструктурах с самоформирующимися нанозстровками Ge(Si)/Si(001). Проявление обнаруженных эффектов может являться одной из причин деградации спектров интенсивности фотолюминесценции указанных гетероструктур при радиационных воздействиях.

## Введение

В докладе представлены результаты теоретического анализа влияния возникающих при облучении быстрыми нейтронами разупорядоченных областей (кластеров структурных дефектов) на интенсивность фотолюминесценции гетероструктур с самоформирующимися нанозстровками Ge(Si)/Si(001). В основе теоретической модели лежит предположение об искажении электрическим полем разупорядоченной области формы и энергетического спектра квантовой ямы для дырок, которая возникает в нанозстровке Ge(Si). В результате изменяется величина определяющего интенсивность фотолюминесценции времени излучательной рекомбинации дырки, захваченной на дискретный уровень в нанозстровке, и электрона зоны проводимости кремния. Поскольку слои нанозстровков разделены слоями кремния с проводимостью близкой к собственной, электрическое поле одной заряженной разупорядоченной области будет влиять на несколько расположенных вокруг нее нанозстровков, и изменение интенсивности фотолюминесценции будет проявляться при сравнительно небольших значениях флюенса нейтронов.

## Метод расчета

Исследование влияния электрического поля разупорядоченной области на форму (положение потолка валентной зоны в Si и нанозстровке Ge(Si)) и энергетический спектр дырок в нанозстровке проводилось с помощью самосогласованного ре-

шения уравнений Шредингера и Пуассона методом конечных разностей. Значения физических параметров принимались равными характерным для гетероструктур с нанозстровками Ge(Si)/Si(001), экспериментальное исследование радиационных эффектов в которых выполнено в [1, 2].

В расчетной модели использовались следующие допущения и приближения:

- рассматривается только один тип носителей (дырки в валентной зоне), поскольку возможность излучательной рекомбинации в рассматриваемых гетероструктурах определяется именно локализацией дырок в нанозстровке;
- нанозстровок Ge(Si) представляет собой квантовую яму в направлении роста, что справедливо для нанозстровков с характерным размером основания 40 – 60 нм, как это имело место в гетероструктурах [1, 2];
- строение разупорядоченной области описывается моделью Госсика (см., например, [3]).

Использованные при расчетах значения параметров: эффективная масса дырок в нанозстровке  $0,2m_e$ , в окружающем нанозстровок кремнии  $0,39m_e$  ( $m_e$  – масса свободного электрона). Глубина и ширина потенциальной ямы для дырок в нанозстровке соответственно 0,3 эВ и 6 нм. Расстояние между разупорядоченной областью и нанозстровком варьировалось в интервале 20 – 50 нм.

## Результаты и обсуждение

В ходе численных экспериментов установлено следующее:

– электрическое поле разупорядоченной области при типичном значении концентрации заряженных дефектов в ней ( $10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) изменяет ход потолка валентной зоны и квантовой ямы для дырок в нанозстровке;

– при больших напряжениях электрического поля (когда расстояние между нанозстровком и разупорядоченной областью 20 нм) барьер, отделяющий дискретный спектр энергий в нанозстровке от непрерывного в валентной зоне, приобретает треугольную форму и уровни энергии дискретного и непрерывного спектров лежат на одном уровне по шкале энергий, то есть существует отличная от нуля вероятность туннелирования носителей из нанозстровка в валентную зону;

– электрическое поле разупорядоченной области смещает дискретный спектр уровней дырок в нанозстровке по шкале энергий, «выталкивая» уровни из квантовой ямы, и приближая их к непрерывному спектру энергий валентной зоны на расстояния меньше  $kT$  по шкале энергий, что исключает локализацию носителей на них.

## Выводы

Обобщая вышеизложенные особенности поведения спектра разрешенных энергий носителей заряда в нанозстровке, находящимся вблизи разупорядоченной области, можно утверждать, что под влиянием электрического поля последней сокращается число локализованных состояний в нем и вероят-

ность туннелирования с них через потенциальный барьер, образованный гетерограницей, в валентную зону увеличивается. Оба эти фактора, уменьшают интенсивность излучательных переходов между уровнями в нанозстровке и зоной проводимости и, как следствие, интенсивность фотолюминесценции облученных гетероструктур с нанозстровками Ge(Si), что регистрируется экспериментально. Уменьшение числа возбужденных состояний в нанозстровке приводит к уменьшению набора возможных конфигураций экситонов вблизи нанозстровка, которые, как известно [4], и определяют излучательную рекомбинацию носителей в гетероструктурах второго типа, к которым относятся нанозстровки Ge(Si)/Si(001). Обнаруженные эффекты будут вносить существенный вклад в деградацию оптических свойств рассматриваемых гетероструктур при радиационных воздействиях, сопровождающихся образованием разупорядоченных областей, наряду с безызлучательной рекомбинацией носителей через энергетические уровни дефектов кристаллической структуры в запрещенной зоне полупроводника, возникающих при облучении.

## Литература

1. А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, В.В. Платонов и др. // ФТП, в. 44, 346 (2010).
2. З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, А.Н. Качемцев и др. // ФТП, в. 45, 230 (2011).
3. В.А. Новиков, В.В. Пешев // ФТП, в. 32, 411 (1998).
4. А.В. Двуреченский, А.И. Якимов // ФТП, в. 35, 1143 (2001).

# Оптическая спектроскопия флуктуаций тока в гиротропных полупроводниках и наноструктурах

Д.С. Смирнов<sup>1,\*</sup>, М.М. Глазов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

\* smirnov@mail.ioffe.ru

Показано, что в гиротропных полупроводниках броуновское движение носителей заряда приводит к флуктуационным эффектам Фарадея и Керра, т. е. к случайному повороту плоскости поляризации света прошедшего через структуру и отражённого от неё. Флуктуации фарадеевского и керровского вращения могут быть зарегистрированы оптическими методами, используемыми в спектроскопии спиновых шумов. Микроскопическая теория этого эффекта развита для наиболее ярких представителей класса гиротропных полупроводниковых структур, таких как объёмный кристалл теллура, ансамбль спиральных углеродных нанотрубок и квантовые ямы различной кристаллографической ориентации. Спектр шумов оптических сигналов отражает частотную зависимость проводимости системы. Кроме вклада, связанного с флуктуациями тока, также были проанализированы эффекты, связанные с шумами долиной поляризации, спинового тока и спиновой поляризации. Предложенный эффект открывает путь к исследованию транспортных свойств полупроводников и полупроводниковых наноструктур слабовозмущающим оптическим методом.

## Введение

Гиротропные среды характеризуются тем, что хотя бы одна компонента аксиального вектора (псевдовектора) преобразуется при всех операциях симметрии так же, как компонента полярного вектора. Благодаря этому гиротропные среды характеризуются естественной оптической активностью, т. е. вращением плоскости поляризации света при прохождении через среду. Также в гиротропных полупроводниках возможны такие явления как циркулярный фотогальванический эффект, эффект ориентации спина электрическим полем, линейное по волновому вектору расщепление спиновых подзон и др [1]. В 70-х годах прошлого века был теоретически предсказан, а затем экспериментально обнаружен ещё один эффект, присущий гиротропным системам: вращение плоскости поляризации света вызванное протеканием электрического тока [2].

В последние годы широкое распространение получила методика спектроскопии спинового шума, основанная на детектировании флуктуаций вращения плоскости поляризации света, прошедшего через структуру или отражённого от неё, возникающих за счёт спонтанной спиновой поляризации в образце [3, 4]. В данной работе демонстрируется, что неизбежные термические флуктуации тока в полупроводниках также приводят к флуктуациям эффектов Фарадея и Керра в гиротропной среде (см. рис. 1). Предложенный здесь эффект позволяет применить методы оптической спектроскопии к изучению транспортных свойств системы.

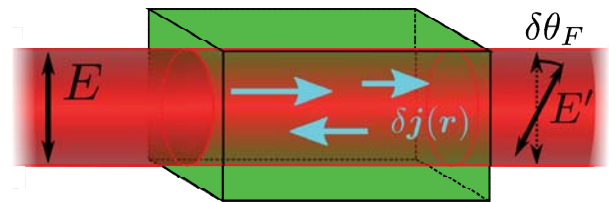


Рис. 1. Иллюстрация изучаемой системы. Флуктуации электрического тока в образце приводят к спонтанному фарадеевскому вращению плоскости поляризации зондирующего луча.

## Феноменологический анализ

Индукцированная флуктуациями тока  $\delta j$  оптическая активность описывается вкладом в диэлектрическую проницаемость  $\delta \epsilon_{\alpha\beta}$  вида

$$\delta \epsilon_{\alpha\beta} = i p_{\alpha\beta\gamma} \delta j_{\gamma} \quad (1)$$

где  $p_{\alpha\beta\gamma} = -p_{\beta\alpha\gamma}$  – константы. В (1)  $\alpha, \beta, \gamma = x, y, z$  – декартовы координаты и подразумевается суммирование по повторяющемуся индексу  $\gamma$ . В термодинамическом равновесии флуктуационно-диссипационная теорема позволяет установить связь между спектром флуктуаций тока и проводимостью системы,  $\sigma_{\alpha\beta}(\Omega)$ . Расчет показывает, что спектр флуктуаций фарадеевского вращения,  $(\theta_F^2)_{\Omega}$ , принимает вид [5]:

$$(\delta \theta_F^2)_{\Omega} = \frac{2k_B T L}{S} \left( \frac{\omega}{2cn} \right)^2 p_{yx\gamma} p_{yx\gamma'} \operatorname{Re} \sigma_{\gamma\gamma'}(\Omega). \quad (2)$$



где предполагается, что свет, линейно поляризованный вдоль оси  $x$ , распространяется в направлении оси  $z$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $L$  — длина образца,  $S$  — площадь поперечного сечения падающего пучка света,  $\omega$  — частота света,  $c$  — скорость света в вакууме,  $n$  — фоновый показатель преломления. Из (2) следует, что интенсивность флуктуаций линейно возрастает с температурой. Кроме того, как и в спектроскопии спиновых флуктуаций, величина наблюдаемого сигнала пропорциональна отношению  $L/S$  и тем больше, чем больше длина зондируемой области и чем сильнее фокусировка зондирующего луча. Наконец, как видно из (2) спектр флуктуаций фарадеевского вращения пропорционален вещественной части проводимости системы. Задачей микроскопической теории является расчёт коэффициента  $\rho_{\text{фв}}$  для конкретных гиротропных структур.

### Микроскопические модели

Нами была развита микроскопическая теория индуцированного флуктуациями тока спонтанного фарадеевского и керровского вращения для объёмного кристалла теллура, ансамбля спиральных нанотрубок, и квантовых ям выращенных из полупроводников с решеткой цинковой обманки вдоль направлений  $[110]$  и  $[001]$ . Среднеквадратичное значение угла фарадеевского вращения для этих структур при реалистичных параметрах варьируется в диапазоне от тысячных до десятых долей миллирадиана и достигает наибольших значений в структурах с квантовыми ямами.

Микроскопический механизм формирования фарадеевского сигнала при прохождении света через квантовую яму, выращенную вдоль направления  $[110]$ , проиллюстрирован на рис. 2. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению спиновых подзон электронов и дырок. Флуктуация электрического тока приводит к дисбалансу переходов, разрешённых в  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  поляризациях, за счёт чего возникает поворот плоскости поляризации света, прошедшего через яму.

Кроме вклада, связанного с флуктуациями тока, в средах любой симметрии разрешён аналогичный эффект, вызванный спиновой поляризацией.

Экспериментально эти эффекты можно различить как по зависимости от частоты зондирующего луча  $\omega$ , так и по спектру флуктуаций, т.е. зависимости от шумовой частоты  $\Omega$ . Это связано с тем, что времена спиновой и импульсной релаксации носителей заряда, как правило, существенно различаются, а значит, отличаются и ширины спектров флуктуаций. Во внешнем магнитном поле положения пиков в шумовых спектрах будут связаны с частотами спиновой прецессии (для спиновых флуктуаций) и циклотронной частотой (для рассматриваемого здесь эффекта), которые также могут отличаться более, чем на порядок величины.

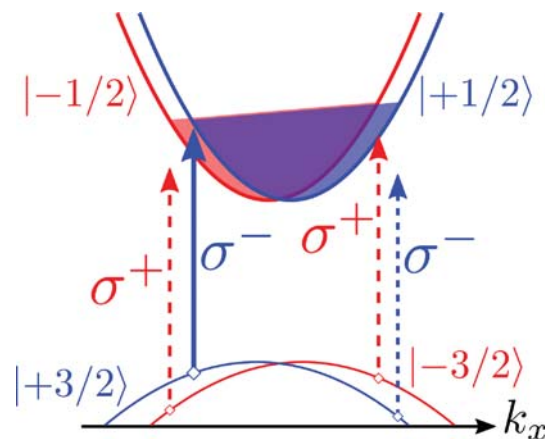


Рис. 2. Механизм формирования флуктуационного фарадеевского вращения от квантовой ямы, выращенной из материала типа GaAs вдоль оси  $z$   $\parallel$   $[110]$ . Ось  $x$   $\parallel$   $[-110]$ .

### Благодарности

Работа была частично поддержана РФФИ и грантом президента РФ № СП-643.2015.5.

### Литература

1. E.L. Ivchenko. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures (Alpha Science, Harrow UK, 2005).
2. Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 29, 485 (1979).
3. V.S. Zapasskii // Advances in Optics and Photonics, V. 5, 131 (2013).
4. N.A. Sinitsyn, Y.V. Pershin // Reports on Progress in Physics, V. 79, 106501 (2016).
5. D.S. Smirnov, M.M. Glazov // Physical Review B, V. 95, 045406 (2017).

# Оптическая спектроскопия связанных состояний квантовых точек Ge/Si

А.Н. Софронов<sup>1\*</sup>, Р.М. Балагула<sup>1</sup>, Д.А. Фирсов<sup>1</sup>, Л.Е. Воробьев<sup>1</sup>, А.А. Тонких<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>3</sup> Scia-Systems GmbH, Annaberger-Str. 240, Chemnitz, Germany

\* sofronov@rphf.spbstu.ru

Обнаружены существенно различные температурные зависимости степени заполнения квантовых точек Ge/Si несобственными и фотовозбужденными дырками, качественно объясняемые различием длин биполярной и монополярной диффузии дырок. Спектры поглощения квантовых точек Ge/Si в дальней ИК области демонстрируют независимость энергии перехода в нижнее возбужденное состояние от числа дырок в квантовой точке, экспериментально подтверждая обобщенную теорему Кона для квантовых точек с большим отношением ширины к высоте.

## Введение

Структуры с квантовыми точками (КТ) Ge/Si считаются интересными и перспективными объектами исследований [1,2]. В настоящей работе исследованы спектральные характеристики оптического поглощения структур с КТ Ge/Si с разным уровнем легирования в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне в широком температурном интервале. Исследовалось как равновесное оптическое поглощение в легированных структурах, так и поглощение на неравновесных дырках, создаваемых дополнительной межзонной подсветкой.

## Методика эксперимента

В работе исследовались образцы КТ Ge/Si, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, с номинальным уровнем легирования в  $\delta$ -слое в 5 нм от слоя точек, равном 0, 2, 4 и 6 дырок на точку. Характерные размеры точек в плоскости структуры и вдоль оси роста составляют 14 нм и 2.7 нм, соответственно. Детали роста приведены в [3]. Образцы выполнены в многопроходной геометрии для оптических исследований. Измерение спектров поглощения в КТ проводилось на установке на базе фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Образцы монтировались в криостат для исследований в диапазоне температур от комнатной до температуры жидкого азота. Для измерений в среднем ИК диапазоне использовался фотоприемник на основе КРТ, в дальнем ИК диапазоне – охлаждаемый жидким гелием кремниевый болометр. Возбуждение носителей заряда осуществлялось излучением твердотельного YAG:Nd лазера с удвоением частоты на длине волны 532 нм. В последнем

случае измерялся сигнал изменения интенсивности ИК излучения за образцом  $\Delta I$  под действием накачки, а также интенсивность  $I$  прошедшего через образец излучения без накачки. При этом спектральный ход отношения  $\Delta I/I$  (в силу его малости) дает в явном виде спектр фотоиндуцированного поглощения, в котором проявляются особенности, связанные с заполнением дырками состояний квантовых точек.

## Результаты и обсуждение

Исследованные ранее низкотемпературные оптические свойства КТ в среднем ИК диапазоне [4,5] демонстрируют пик поглощения вблизи энергии кванта 300 мэВ, связанный с выбросом дырок из точек, наблюдаемый как в равновесных, так и в фотоиндуцированных спектрах, а также в спектрах внутризонной фотопроводимости [5].

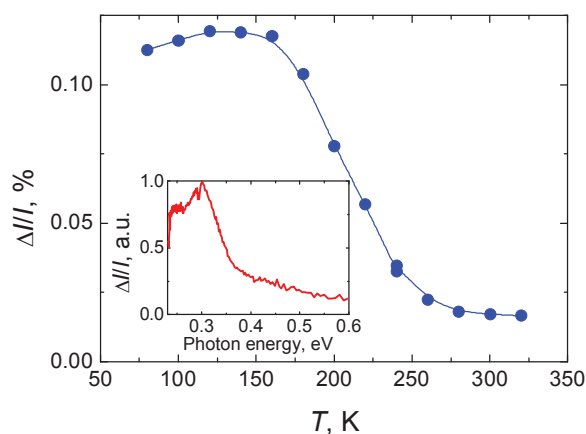
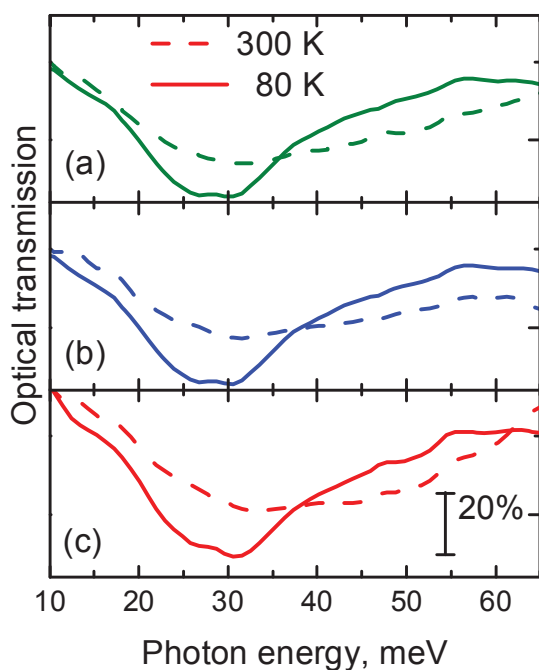


Рис. 1. Температурная зависимость фотоиндуцированного поглощения (на вставке – спектр при температуре 80 К) в нелегированном образце при энергии фотона 300 мэВ (линия проведена на глаз).

В легированных структурах амплитуда пика равновесного поглощения линейно растет с увеличением номинального уровня легирования и не зависит от температуры. Однако, сигнал фотоиндуцированного поглощения, напротив, демонстрирует существенное температурное гашение (см. рис. 1).

Стационарное заполнение состояний квантовых точек достигается при равенстве темпа захвата дырок в точку и темпа выброса дырок из точки, который увеличивается с ростом температуры. При этом в условиях фотовозбуждения в нелегированной структуре дырки, выброшенные из точек, могут покидать область структуры со слоями точек за счет процессов биполярной диффузии. В легированной структуре такие процессы, однако, не возможны в силу наличия  $\delta$ -слоя акцепторов, который препятствует удалению дырок в подложку. Качественно это соответствует экспериментально наблюдаемой разнице в температурных зависимостях поглощения легированных и нелегированных структур.



**Рис. 2.** Спектры пропускания легированных образцов с номинальным уровнем легирования 2 (а), 4(б) и 6(с) дырок на точку для азотной (сплошные линии) и комнатной (пунктирные линии) температур. Данные нормированы на пропускание нелегированного образца. Масштаб для всех кривых одинаковый.

Спектры равновесного пропускания в дальней ИК области, показанные на рис. 2, имеют абсолютно идентичный вид для всех трех легированных об-

разцов. Поглощение вблизи энергии кванта 30 мэВ соответствует переходу в одно из первых возбужденных состояний, при этом энергия перехода не зависит от числа дырок в квантовой точке. Этот эффект теоретически рассматривался в ряде работ для многочастичных возбужденных состояний носителей заряда в параболическом потенциале, в частности, впервые – в работе [6], посвященной циклотронному резонансу трехмерного электронного газа с учетом кулоновского взаимодействия. В [7] показано, что параболический потенциал в квантовых точках реализуется в сильно «сплюснутых» точках для движения носителей в плоскости, а утверждения [6] распространены на нижние возбужденные много-частичные состояния, учитывающие кулоновское взаимодействие (обобщенная теорема Кона).

## Заключение

Таким образом, мы экспериментально продемонстрировали существенное различие в температурных зависимостях стационарного заполнения состояний квантовых точек Ge/Si дырками в случае наличия только одного или обоих типов носителей заряда. Экспериментально определена независимость энергии нижнего возбужденного многочастичного состояния от числа дырок в квантовой точке.

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (госзадание) и гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук (МК-6064.2016.2).*

## Литература

1. M.V. Shaleev et al. // Appl. Phys. Lett. 88, 011914 (2006)
2. A.I. Yakimov et al. // Appl. Phys. Lett. 107 213502 (2015)
3. A. Tonkikh et al. // Phys. Stat. Sol. (RRL) 4, 224 (2010)
4. A. Sofronov et al. // Superlattices and Microstructures 87, 53 (2015)
5. В.Ю. Паневин и др. // ФТП 47, 1599 (2013)
6. W. Kohn // Phys. Rev. 123, 1242 (1961)
7. D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H. A. Sarkisyan // Physica E 75, 353 (2016).

# Определение СВЧ магнитной проницаемости металла по измеренным частотным зависимостям магнитной проницаемости наноконпозитов с порошками сендаста

С.Н. Старостенко<sup>1</sup>, К.Н. Розанов<sup>1</sup>, А.О. Ширяев<sup>1</sup>, А.Н. Шалыгин<sup>2</sup>,

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412.

<sup>2</sup> МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

В работе приведен пример определения СВЧ магнитной проницаемости сплава сендаст (AlSiFe) по магнитным спектрам модельных смесей на основе парафина, наполненного сферическими или пластинчатыми частицами сендаста. Средний диаметр сферических включений порядка 4,2 мкм, толщина пластинок около 1.2 мкм, средний диаметр больших пластинок 75 мкм, меньших – 45 мкм. Форма и размер частиц определены с помощью электронного микроскопа и лазерного анализатора размеров частиц Analysette 22. Измерения диэлектрической  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостей смесей проведены методом прохождения-отражения в коаксиальной ячейке в полосе частот 0.1 – 20 ГГц. Проанализировано влияние размера, формы и концентрации частиц металлического наполнителя на дисперсионные зависимости  $\epsilon$  и  $\mu$ .

Восстановление собственной магнитной проницаемости выполняется в рамках обобщенной модели Максвелла–Гарнета (формула Оделевского) [1]. Обобщение учитывает наличие порога протекания  $p_c$ , где структура смеси меняется от матричной (тип Максвелла-Гарнета) к симметричной (тип Брюгге-мана). В случае уравнения Максвелла-Гарнета  $p_c=1$ , в то время как в обобщении Оделевского (ф1)  $p_c$  - параметр, определяемый из эксперимента.

$$\begin{aligned} \epsilon_{mix} &= \epsilon_h + \frac{\epsilon_h p}{\left(1 - \frac{p}{p_c}\right) N + \frac{\epsilon_h}{\epsilon_{incl} - \epsilon_h}} \approx \\ &\approx \epsilon_h + \frac{\epsilon_h p}{\left(1 - \frac{p}{p_c}\right) N} \end{aligned} \quad (\text{ф1})$$

Уравнение (ф1) описывает поведение диэлектрической проницаемости смеси в зависимости от

объемной доли  $p$  и формы включений, характеризуемой фактором деполаризации  $N$  [1], диэлектрической проницаемости включений  $\epsilon_{incl}$  и связующего  $\epsilon_h$ . Предполагается, что включения имеют одинаковую форму вытянутых или сплюснутых эллипсоидов вращения.

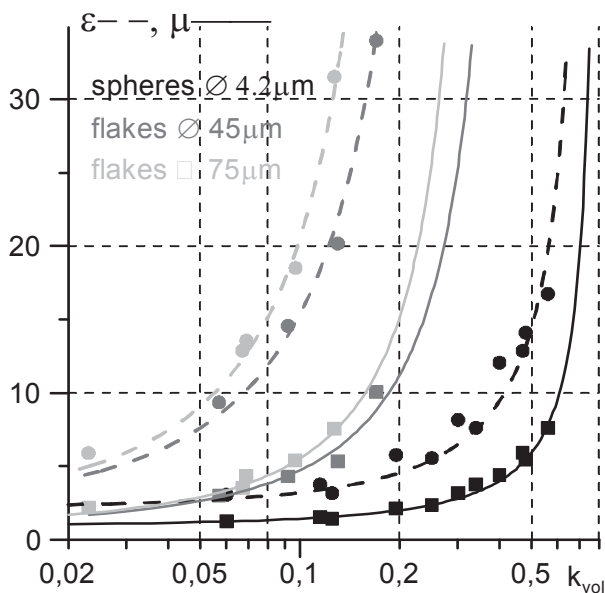
Поскольку проводимость металла велика (порядка  $10^8$  Ом $\times$ м), слагаемое  $\epsilon_h/(\epsilon_{incl}-\epsilon_h)$  мало по сравнению с величиной  $(1-p/p_c)\times N$  и выражение (ф1) может быть упрощено как показано выше. Идентичное уравнение (ф2) описывает магнитную проницаемость смеси в зависимости от порога протекания  $p_c$ , магнитной проницаемости  $\mu_{incl}$  и формы включений, но член  $1/(\mu_{incl}-1)$  обычно имеет величину близкую к  $(1-p/p_c)\times N$ .

$$\mu_{mix} = 1 + \frac{p}{\left(1 - \frac{p}{p_c}\right) N + \frac{1}{\mu_{incl} - 1}} \quad (\text{ф2})$$

Разница между электрической и магнитной восприимчивостью металлов позволяет оценить их внутреннюю проницаемость  $\mu_{incl}$  в СВЧ диапазоне, где глубина проникновения не превышающая нескольких микрометров делает невозможным измерение на массивном металле.

Расчеты  $\mu_{incl}$  проведены для изотропных смесей, наполненных сферами и для плоско-изотропных смесей, наполненных пластинчатыми частицами. Измеренные квазистатические (на частоте 100 МГц)  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  показаны на рис. 1 кружками и квадратами соответственно. Пунктирные линии представляют кривые диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , рассчитанные с помощью выражения (ф1) с  $N$  и  $p_c$  в качестве параметров, подбираемых из экспериментальных данных. Подобранные значения коэффициента деполаризации  $N = 0.02, 0.024, 0.25$

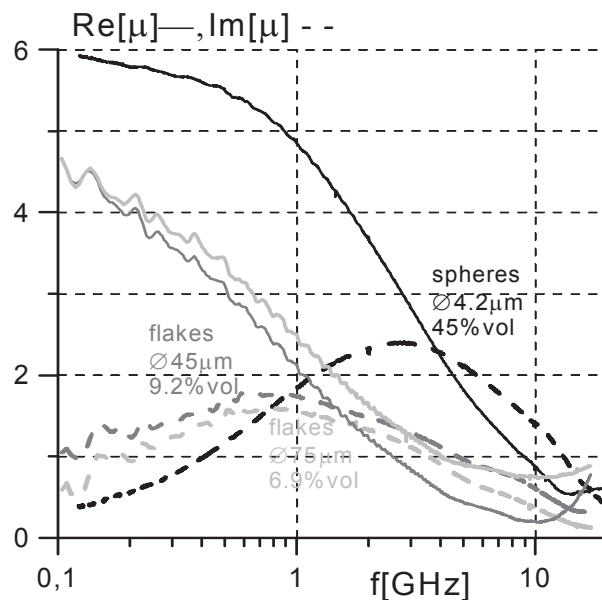
находятся в хорошем согласии с измерениями. Подобранные значения порога протекания  $p_c=0.25, 0.33, 0.78$ , порядок  $p_c$  кажется логичным, т. к. чем более сплюснуты частицы, тем ниже порог. Проблема в том, что статическая магнитная проницаемость пластинчатых частиц сендаста  $\mu_{incl} \approx 100$  отличается от  $\mu_{incl} \approx 85$  сферических частиц.



**Рис. 1.** Измеренные и рассчитанные значения квазистатической диэлектрической и магнитной проницаемостей парафина, наполненного сферическими и пластинчатыми частицами сендаста.

Измеренные частотные зависимости магнитной проницаемости для смесей с пластинчатыми и сферическими частицами с примерно одинаковыми значениями  $\epsilon_0$  (рис. 2) показывают, что форма линии и пик частоты магнитного поглощения сильно зависят от формы включения. Частота поглощения ниже, чем у смесей с карбонильным железом [1], а значения магнитной проницаемости, измеренные на частоте 100 МГц (нижний предел частоты при измерении отражения-прохождения на анализаторе цепей), далеки от статических.

Рис. 2 показывает, что для смесей, наполненных пластинчатыми частицами  $\text{Re}[\mu]$  резко возрастает с уменьшением частоты ниже 100 МГц ( $\text{tg}\delta_\mu \approx 0.2$ ), в то время как проницаемость смеси со сферами гораздо ближе к насыщению ( $\text{tg}\delta_\mu \approx 0.06$ ). Это одна из причин различия оценок статической проницаемости  $\mu_{incl}$  сферических и пластинчатых частиц.



**Рис. 2.** Измеренные спектры магнитного поглощения парафина, наполненного сферическими и пластинчатыми частицами сендаста.

Может показаться, что для исследуемых порошков сендаста скин-эффект незначителен по сравнению с порошками карбонильного железа аналогичного размера, т.к. сендаст имеет удельное сопротивление в 6 раз выше железа, а частота поглощения (рис. 2) достаточно низка. Оценки собственной проницаемости с учетом скинирования для плоскости или сферы согласно [4] показывают, что статическая проницаемость сендаста может достигать 400, что ниже проницаемости объемного сплава [2]. Пик поглощения собственной проницаемости находится на  $\sim 10$  МГц. Сочетание частоты пика поглощения и статической проницаемости несколько выше предела Снука для намагниченности насыщения (1 Т), но ниже предела Аше [1].

Измеренные спектры диэлектрической и магнитной проницаемости модельных композитов показали, что пластинчатые и сферические частицы сендаста являются перспективными наполнителями для УВЧ радиопоглопителей.

## Литература

1. K.N. Rozanov, A.V. Osipov, D.A. Petrov et al. // JMMM, 321 (2009) 738.
2. R.M. Bozorth. "Ferromagnetism", NY, 1993.
3. K.N. Rozanov, M.Y. Koledintseva // J. Appl. Phys. 119, 073901 (2016).
4. Л. Левин. Теория волноводов. Методы решения волноводных задач, Радио и связь, 1981.

# Влияние ультратонких пленок Pb на поверхностные топологические и квантовые состояния топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Se}_3$

Ю.А. Сурнин \*, И.И. Климовских, Д.М. Состина, А.М. Шикин

Санкт-Петербургский государственный университет, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504.

\* yuri\_surnin\_365@mail.ru

Экспериментально исследовано влияние контакта ультратонкой пленки Pb с топологическим изолятором  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  на структуру электронных состояний топологического изолятора. Выявлено наличие следующих особенностей: формирование состояний квантовой ямы, возрастание энергии связи Дираковского конуса и внутренних уровней и одновременное перераспределение интенсивности между электронными состояниями системы.

## Введение

В течение последних десятилетий активное исследование принципиально новых структур – топологических изоляторов (ТИ) – является одним из приоритетных направлений в физике наносистем. Такие материалы выделяются одновременным наличием объемной запрещенной зоны и поверхностных состояний проводимости. Интригующей особенностью ТИ является «защищенность» топологических состояний от разрушения. Подобная конфигурация электронной структуры данных материалов предоставляет исследователям особые возможности для их применения в спинтронике. [1] Одними из наиболее исследуемых типов подобных структур являются ТИ на основе висмута Bi, в том числе и  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . [2]

Целым рядом особенностей обладает контакт ТИ и сверхпроводника. Теоретически обосновано, что в данной структуре возможно существование фермионов майорана и топологической сверхпроводимости. Кроме того, в данный момент существует множество моделей устройств [4], основанных на подобном контакте ТИ и сверхпроводника. [1]

## Методика эксперимента

Данная работа представляет собой экспериментальное исследование электронной структуры ТИ  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , на поверхность которого напылен ультратонкий слой свинца. Pb является сверхпроводником и обладает достаточно высокой критической температурой  $T_c \sim 7\text{K}$ . В подобной структуре наблюдается целый ряд изменений, не присущих чистому

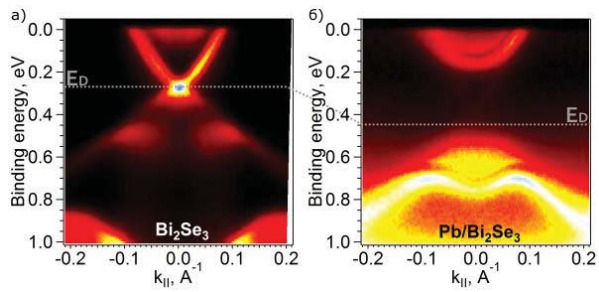
$\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . После напыления слоя Pb на поверхность  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  наблюдаются существенные искажения Дираковского конуса, а также появление новых электронных состояний, обусловленных квантово-размерными эффектами. Исследование электронной структуры  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  при напылении Pb производилось при помощи метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. Данные были получены с использованием синхротронного излучения на BESSY II с энергиями фотонов 17 и 120 эВ. Напыление ультратонких пленок свинца на чистую поверхность  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  производилось путем электронной бомбардировки кусочка Pb в условиях сверхвысокого вакуума. Анализ системы производился с точки зрения поведения валентной зоны и Дираковского конуса, а также внутренних уровней  $\text{Se}3d$  и  $\text{Bi}5d$ .

## Результаты и обсуждение

Напыление ультратонкой пленки свинца (2 ML) на поверхность  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  приводит к энергетическому сдвигу зонной структуры, соответствующей поверхностному электронному допированию, т.е к переносу заряда со свинца на ТИ. На рис. 1 показана дисперсия  $E(k_{\parallel})$  области топологических состояний в направлении  $\bar{M} - \bar{\Gamma} - \bar{M}$  поверхностной зоны Бриллюэна до и после напыления Pb. Отчетливо видно смещение точки Дирака в сторону более высоких энергий связи, что коррелирует с теоретическим расчетом [3].

На рис. 1 (б) хорошо разрешены квантовые состояния, образованные вследствие формирования квантовой ямы на границе « $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  – ультратонкий слой Pb». Дисперсионные зависимости данных состоя-

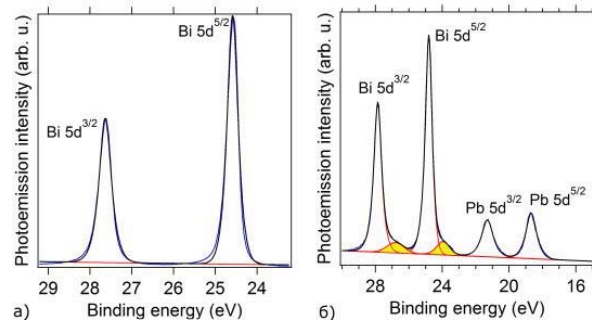
ний представляют собой две вложенных друг в друга параболы, симметричных относительно точ-



**Рис. 1.** Дисперсия электронных состояний  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  с чистой поверхностью (а) и после напыления на поверхность слоя Pb толщиной 5 Å (б). Измерения проводились в направлении  $\bar{\Gamma}\bar{M}$ . Пунктирной линией указано положение уровня энергии точки Дирака.

ки  $\bar{\Gamma}$ . Стоит отметить, что напыление Pb приводит к значительному уменьшению интенсивности топологического состояния, в то время как интенсивность квантовых состояний возрастает. Это свидетельствует о локализации Дираковского конуса под свинцовым слоем. Данное поведение квантовых состояний может быть описано с позиций модели двумерного электронного газа на поверхности  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и коррелирует с результатами ранее опубликованных работ [5, 6], в которых исследовались ультратонкие пленки других металлов на поверхности ТИ. Необходимо отметить, что формируемые квантовые состояния не имеют видимого расщепления типа Рашба, которое было предсказано теоретически для системы Pb/ТИ [3]. Подобные различия можно объяснить отличающимся расположением и химическими связями атомов Pb на поверхности ТИ.

С целью изучения взаимодействия слоя Pb с поверхностью ТИ были измерены ФЭС спектры внутренних уровней системы до и после напыления. Внутренние уровни также претерпевают своеобразные изменения при напылении ультратонкого слоя свинца на поверхность  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , так как они, безусловно, чувствительны к химическому влиянию Pb. Исследуемые в данной работе уровни Se3d и Bi5d претерпевают энергетический сдвиг на величину порядка 0.2 эВ в сторону увеличения энергии связи [рис. 2]. Величина энергетического смещения внутренних уровней соразмерна с аналогичным сдвигом для точки Дирака и объясняется теми же причинами.



**Рис. 2.** XPS-спектры 5d-состояний Bi и Pb: (а) – до напыления Pb; (б) – после напыления Pb. Спектры сняты при угле эмиссии электронов  $0^\circ$ . Желтым цветом показаны пики-«сателлиты».

Кроме того, напыление свинца приводит к формированию уровней-«сателлитов» для Bi5d-состояний. Такие «сателлиты» смещены в сторону меньших энергий связи на величину порядка 0.9 эВ. Этот эффект может быть интерпретирован следующим образом. Известно, что поверхностным слоем в структуре  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  является слой из атомов Se. Напыление свинца приводит к перераспределению химических связей у атомов Se в пользу их образования с атомами Pb. Такая комбинация понижает степень взаимодействия между поверхностным слоем Se и слоем Bi, что и приводит к образованию «сателлитов».

Таким образом, результаты работы свидетельствуют о сохранении уникальной структуры Дираковского конуса после напыления монослоя Pb, что подтверждает возможность реализации контакта сверхпроводника и ТИ в данной системе, а также о формировании химической связи Pb слоя с поверхностными атомами ТИ и появлении состояний, связанных с квантово-размерными эффектами.

## Литература

1. M.Z. Hasan, C.L. Kane // *RevModPhys.* – **82** 3045, 2010.
2. Haijun Zhang et al. // *Nature Physics.* – **10** 1038, 2009.
3. Hong Yang et al. // *PhysRewB.* – **86** 155317, 2012.
4. Fanming Qu et al. // *Scientific Reports.* – **2** 339, 2012.
5. M.R. Scholz et al. // *PhysRewLet.* – **108** 256810, 2012.
6. Marco Bianchi et al. // *Nature Communications.* – **1** 128, 2010.

# О возможности формирования $\delta$ -легированных бором наноструктур на основе CVD алмаза низкоэнергетической ионной имплантацией бора

Н.Х. Талипов

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. ак. Введенского, 1, Фрязино Московской области, 141196.

niyazt@yandex.ru

Рассматривается новый метод формирования на поверхности CVD алмаза  $\delta$ -легированного слоя низкоэнергетической ионной имплантацией бора через маску из Al и азота — без маски, в результате которой в алмазе формируется  $\delta$ -слой  $p$ -типа толщиной  $\sim 10$  нм за счет компенсации бора азотом на «хвосте» профиля распределения атомов бора. Приводятся рассчитанные методом SRIM профили распределения в алмазе имплантированных ( $E = 10 - 25$  кэВ) через маску из Al атомов бора и без маски — атомов азота, а также технология формирования холловских структур с двумерным дырочным газом.

## Введение

Создание сверхвысокочастотной, силовой и оптоэлектроники на основе нового класса полупроводникового материала — алмазных полупроводниковых CVD пленок и полупроводниковых наноструктур на их основе в настоящее время получает все большее развитие, благодаря уникальным свойствам алмаза по сравнению с другими широкозонными полупроводниками.

В докладе рассматривается новый метод формирования на поверхности CVD алмаза  $\delta$ -легированных бором наноструктур низкоэнергетической ( $E \leq 5$  кэВ) ионной имплантацией бора. Данный метод является альтернативой известному способу формирования  $\delta$ -легированных слоев высокоэнергетической ( $E \geq 50$  кэВ) ионной имплантацией бора с последующим ионно-лучевым травлением легированного слоя на глубину несколько десятков нанометров [1], а также — трудно контролируемому плазмохимическому методу  $\delta$ -легирования бором CVD алмаза [2].

## Ионная имплантация бора и азота в алмаз

Расчет пространственного распределения имплантированных атомов бора и азота в алмазе проводился методом SRIM-2013.

На рис. 1 приведены распределения по глубине внедренных в алмаз с энергией 10 – 25 кэВ атомов бора через маску из алюминия толщиной 30 – 80 нм (кривые 1 – 4) и без маски (кривые 5 – 6).

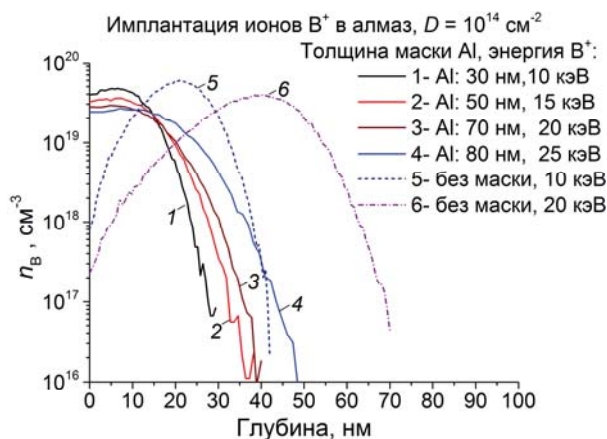


Рис. 1. Распределение по глубине атомов бора, внедренных в алмаз с различной энергией через маску из Al и без маски.

Толщина маски из алюминия для соответствующей энергии ионов бора подбиралась таким образом, чтобы проецированный пробег ионов бора в Al лежал на границе раздела маска – алмаз. Из рис. 1 видно, что в случае наличия Al маски максимум профиля распределения атомов бора лежит непосредственно в приповерхностном слое толщиной 15 – 20 нм (кривые 1 – 4), а «хвост» профиля (максимальный пробег ионов бора) тянется до глубины 30 – 50 нм. Имплантация ионов  $B^+$  в непокрытый алмаз (кривые 5 и 6) приводит к тому, что в приповерхностном слое на глубине 10 нм концентрация атомов бора почти на два порядка ниже, чем в окрестности проецированного пробега, что не позволяет создавать  $\delta$ -легированный  $p$ -слой без травления поверхности на глубину 20 – 30 нм.



На рис. 2 приведены пространственные распределения внедренных в алмаз с энергией 10 – 25 кэВ атомов бора через маску из алюминия толщиной 30 – 80 нм (кривые 1 – 4) и атомов азота с энергией 10 – 20 кэВ — без маски (кривые 5 – 7).

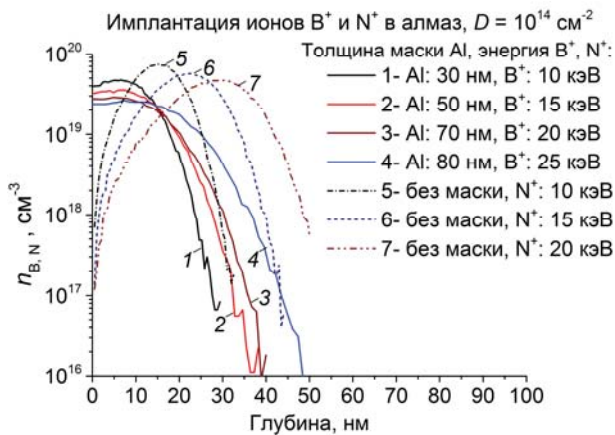


Рис. 2. Распределение по глубине внедренных в алмаз с различной энергией через маску из Al атомов бора и без маски — атомов азота.

Азот является глубоким донорным центром в алмазе с энергией активации 1,7 эВ, поэтому его вклад в электропроводность пренебрежимо мал. Как видно из рисунка 2, в приповерхностной области на глубине 10 нм концентрация атомов азота, внедренных с энергией 15 – 20 кэВ (кривые 6 и 7), на порядок ниже, чем концентрация атомов бора (кривые 1 – 4), поэтому в этой области бор не будет компенсироваться азотом и в ней сформируется  $\delta$ -легированный бором  $p$ -слой. В области «хвоста» профиля распределения атомов бора концентрация азота превышает концентрацию бора, поэтому азотные донорные центры скомпенсируют акцепторные центры бора, и эта область будет обладать сопротивлением, превышающим сопротивление  $p$ -слоя на несколько порядков.

### Холловская структура с $\delta$ -легированным бором $p$ -слоем

Технологический маршрут изготовления исследовательской холловской структуры на основе CVD алмаза с двумерным дырочным газом (рисунок 3), сформированным предлагаемым методом, состоит из следующих основных операций: 1) фотолитография – формирование меток совмещения; 2) фотолитография — изготовление окна в фоторезисте под ионную имплантацию азота в компенсирующую область; 3) имплантация ионов  $N^+$  с энергией

$E = 15 - 20 \text{ кэВ}$ , дозой  $D = (1 - 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ; 4) напыление алюминия толщиной 50 – 70 нм; 5) имплантация ионов  $B^+$  с энергией  $E = 15 - 20 \text{ кэВ}$ , дозой  $D = (1 - 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ; 6) фотолитография — вскрытие окон в фоторезисте над контактными областями под ионную имплантацию бора; 7) имплантация ионов  $B^+$  с энергией  $E = 15 - 20 \text{ кэВ}$ , дозой  $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , удаление фоторезиста и маски из Al; 8) активационный отжиг методом высоких давлений и высокой температуры, (так называемый метод НРНТ [3]) при давлении  $P \sim 7 \text{ ГПа}$  и температуре  $T = 1350 \text{ }^\circ\text{C}$ ; 9) формирование контактов (золото с подслоем титана).

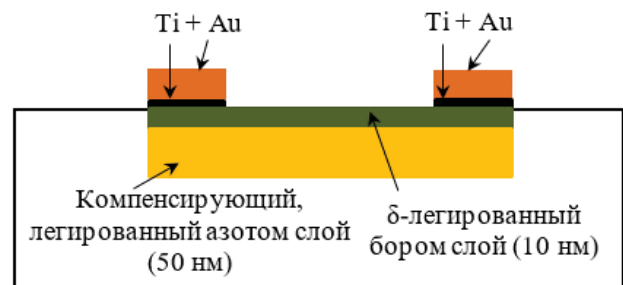


Рис. 3. Поперечный разрез холловской структуры на основе CVD алмаза с двумерным дырочным газом.

С целью уменьшения сопротивления контактов, эти области дополнительно легируются бором (формируются  $p^+$ -области контактов за счет существенного уменьшения энергии активации бора при высокой его концентрации). Контакты к холловской структуре изготавливаются стандартными технологическими методами фотолитографии и напыления металлов. Активационный отжиг методом НРНТ позволяет активировать до 7 % внедренных атомов бора, что гораздо выше, чем при вакуумном отжиге [3]. В отличие от отжига в вакууме, метод НРНТ не приводит к формированию графитизированного слоя на поверхности алмаза толщиной в несколько десятков нанометров, тем самым сохраняется сформированный ионной имплантацией бора  $\delta$ -легированный  $p$ -слой.

### Литература

1. K. Ueda, M. Kasu // Japanese Journal of Applied Physics, V. 49, 04DF16-1 (2010).
2. H. Shiomi, Y. Nishibayashi, N. Toda et al. // Electr. Dev. Lett., IEEE, V. 16, 36 (1995).
3. K. Ueda, M. Kasu // Diamond & Related Materials, V. 17, 502 (2008).

# Методы экспериментального и численного анализа параметров GaN HEMT до и после гамма-нейтронного воздействия

Е.А. Тарасова, С.В. Оболенский, О.Е. Галкин, А.В. Хананова, А.Б. Макаров

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

\*obolensk@rf.unn.ru

В работе описан метод математической обработки результатов измерений вольт-фарадных характеристик AlGaIn/GaN HEMT до и после гамма-нейтронного облучения флюенсом  $0.4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Проведено физико-топологическое моделирование GaN HEMT на SiC подложке. Учтены следующие особенности гетероструктуры AlGaIn/AlIn/GaN: образование поляризационных зарядов на границе раздела гетероструктур, формирование двумерного электронного газа в квантовой треугольной яме.

## Введение

Для проектирования радиационно-стойких GaN HEMT необходимо проведение численного моделирования с высокой точностью. Исходными данными для расчетов параметров являются толщины и уровни легирования слоев, распределение и подвижность электронов [1 – 3]. Отличие вольт-фарадных характеристик (ВФХ) такого типа приборов до и после облучения гамма-нейтронами не превышает 1 пФ, что затрудняет проведение анализа изменения параметров. Кроме того, дифференциальный анализ ВФХ диодов на AlGaIn/GaN имеет погрешность, связанную с ложным смещением распределения электронов [3]. Поэтому, требуется разработка методики верификации полученных из измерений данных.

## Задача численной обработки ВФХ

Обозначим через  $F(u)$  ВФХ транзистора, полученную с помощью методики, описанной в [3]. Рассматривалось два варианта  $F(u)$ , до и после облучения транзистора нейтронами флюенсом  $0.4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Так как значения  $F(u)$  получаются в результате измерений, то они известны с некоторой погрешностью для конечного набора напряжений  $u_1, u_2, \dots, u_r$ . Задача численной обработки заключается в вычислении производной  $F'(u)$  и изучении профиля распределения электронов, то есть зависимости величины  $N(u) = k_N \cdot F^3(u) / F'(u)$  от величины  $d(u) = k_d / F(u)$ , где  $k_N$  и  $k_d$  – постоянные числовые коэффициенты. Для вычисления производной от функции  $F(u)$ , заданной приближенно в конечном наборе точек, применен алгоритм, комбинирующий метод наилучших рациональных

среднеквадратичных приближений с методом регуляризации Тихонова 1-го или 2-го порядка.

## Описание алгоритма обработки ВФХ

Указанный алгоритм состоит из шести шагов: 1) Задаются целые неотрицательные числа  $m$  и  $n$  (степени рационального приближения). 2) Функция  $F(u)$  сглаживается рациональными функциями  $R = P/Q$ , то есть отношением многочленов  $P$  и  $Q$  степеней  $m$  и  $n$  соответственно. В частности, при  $n=0$  рациональная функция  $R = P/Q$  сама является многочленом. Приближение выполняется методом наименьших квадратов, то есть коэффициенты  $a_0, a_1, \dots, a_m, b_0, b_1, \dots, b_n$  многочленов  $P(u) = a_0 + a_1 u + \dots + a_m u^m$  и  $Q(u) = b_0 + b_1 u + \dots + b_n u^n$  подбираются для минимизации величины среднеквадратичного отклонения

$$\|R - F\|^2 = \sum_{k=1}^r \left( \frac{a_0 + a_1 u_k + \dots + a_m u_k^m}{b_0 + b_1 u_k + \dots + b_n u_k^n} - F(u_k) \right)^2 \quad (1)$$

Для минимизации этой величины можно применять метод Ньютона, градиентный спуск, случайный поиск [4]. Используя найденное рациональное приближение  $R = P/Q$ , рассчитывается и строится профиль распределения электронов по формулам  $N_R(u) = k_N \cdot R^3(u) / R'(u)$  и  $d_R(u) = k_d / R(u)$ . 3) В точках  $u_1, u_2, \dots, u_r$  вычисляется разность  $\delta F(u)$  исходной функции  $F(u)$  и сглаженной функции  $R(u)$ :  $\delta F(u_k) = F(u_k) - R(u_k)$ ;  $k=1, \dots, r$ . 4) Функция  $\delta F(u)$  сглаживается методом Тихонова, который позволяет одновременно найти как сглаженную функцию  $G(u)$ , так и её производную  $g(u) = G'(u)$  [5, 6]. Сглаженная функция в методе Тихонова имеет вид

$$G(u) = \int_a^u g(x) dx + C, \quad (2)$$

где функция  $g(u)$  и константа  $C$  подбираются так, чтобы минимизировать сглаживающий функционал:

$$\int_a^b \left( \int_a^u g(x) dx + C - F(u) \right)^2 + \alpha g^2(u) + \beta g'^2(u) + \gamma g''^2(u) du \quad (3)$$

При этом значения неотрицательных параметров  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  должны быть достаточно малы и выбираются из дополнительных соображений. Для минимизации функционала можно использовать уравнение Эйлера. При  $\alpha > 0$ ,  $\beta > 0$ ,  $\gamma = 0$  получим метод Тихонова 1-го порядка; при  $\alpha > 0$ ,  $\beta = 0$ ,  $\gamma > 0$  метод Тихонова 2-го порядка. 5) Вычисляются сглаживающие функции:  $\Phi(u)$  для исходной функции  $F(u)$  и  $\Phi'(u)$  для производной  $F'(u)$ , по формулам:  $\Phi(u) = R(u) + G(u)$ ;  $\Phi'(u) = R'(u) + g(u)$ . Далее по следующим формулам вычисляются сглаженные профили:  $N_\Phi(u) = k_N \cdot \Phi^3(u) / \Phi'(u)$ ;  $d_\Phi(u) = k_d / \Phi'(u)$ . 6) Производится отбор сглаженных профилей. Если профили  $N_\Phi(u)$  и  $d_\Phi(u)$ , построенные с применением метода Тихонова, мало отличаются от профилей  $N_R(u)$  и  $d_R(u)$ , соответствующих наилучшему рациональному приближению  $R(u)$ , то считается, что эти профили  $N_\Phi(u)$  и  $d_\Phi(u)$  являются реальными. В противном случае повторяется весь алгоритм 1-6 с другими парами степеней  $m, n$  до выполнения итоговых условий отбора пункта 6 алгоритма.

## Результаты численной обработки

Данный подход к обработке ВФХ позволил восстановить профиль распределения электронов в исследуемой гетероструктуре (рис. 1). Определено положение максимума профиля, восстановлен подлегирующий слой. Наблюдается характерное смещение профиля распределения электронов после нейтронного облучения, аналогичное [3].

## Моделирование

Проведено физико-топологическое моделирование GaN НЕМТ на SiC подложке. Учитывались особенности гетероструктуры AlGaIn/AlN/GaN, возникающие вследствие различия периода кристаллической решетки (Al, Ga)N [2]. Проведен анализ по переменному току в режиме малого сигнала с целью проверки правильности работы модели на СВЧ, получены значения высокочастотных характеристик частоты отсечки  $f_i = 25.1$  ГГц и максимальной частоты генерации  $f_{max} = 42.7$  ГГц. Анализировалось влияние материала подложки транзистора на величину саморазогрева транзистора.



Рис. 1. Результаты расчетов профилей распределения электронов в GaN НЕМТ до и после облучения нейтронами флюенсом  $0.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  с использованием рационального приближения и метода Тихонова 1-го порядка и полученные стандартным методом [3]

Произведено сравнение величины саморазогрева транзистора на SiC и сапфировой подложках, а также на сапфировой подложке, с применением технологии flip-chip [7]. Flip-chip уменьшает разогрев устройства с 800 К до 540 К, но транзистор на SiC подложке разогревается только до 404 К. Проведена оптимизация прибора с учетом мольной доли алюминия в барьерном слое AlGaIn, толщины слоя, толщины спейсера AlN, расстояния исток-затвор, затвор-сток и длины полевого электрода, нужного для увеличения напряжения пробоя транзистора. Получено, что для оптимизации высокочастотных параметров мольную долю алюминия в барьерном слое AlGaIn и толщину этого слоя необходимо увеличивать.

*Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-0058, РФФИ № 15-02-07935 и МОН РФ (соглашение от 27.09.2013г. № 02.В.49.21.003) и Государственным заданием МОН РФ (код проекта 2183)*

1. Н.В. Басаргина и др. // Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского, т.1, № 3, с. 61-65, 2013.
2. Ю.А. Матвеев, Ю.В. Федоров // Нано- и микро-системная техника. 2011. № 5. С. 39-48.
3. Е.А. Тарасова и др. // Физика и техника полупроводников. Т. 50. № 12. 2016. С. 1599-1604.
4. В.И. Бердышев, Л.В. Петрак. Аппроксимация функций, сжатие численной информации, приложения. Екатеринбург. ИММ УрО РАН. 1999. 297 с.
5. А.Н. Тихонов, В.Я. Арсенин. Методы решения некорректных задач. М. Наука. 1979. 285 с.
6. Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков. Численные методы. М. БИНОМ. Лаборатория знаний. 2008. 636 с.
7. Jie Sun et al. // IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, v. 24, №. 6, June 2003, pp.375-377.

# Механизм релаксации энергии в системе уровней Ландау в квантовых ямах

М.П. Теленков<sup>1,2,\*</sup>, Ю.А. Митягин<sup>1,3</sup>, В.В. Агафонов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, Россия, 119991.

<sup>2</sup> Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский просп., 4, Москва, Россия, 119049.

<sup>3</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, Россия, 115409.

\*maxim\_telenkov@mail.ru

Изучена кинетика внутривоззонной релаксации энергии электронов в системе уровней Ландау, лежащих ниже энергии оптического фонона. Обнаружен необычный характер релаксации энергии возбуждения электронной подсистемы – несмотря на то, что ее основным каналом является испускание оптических фононов, полное время релаксации на несколько порядков превышает характерные времена рассеяния на оптических фононах.

## Введение

В данной работе рассмотрена кинетика релаксации энергии электронов в системе уровней Ландау в квантовой яме, находящихся ниже энергии оптического фонона. В такой системе, вследствие подавления в квантующем магнитном поле процессов одноэлектронного межуровневого рассеяния, определяющим механизмом рассеяния между уровнями Ландау является электрон-электронное рассеяние, которое приводит лишь к перераспределению электронов по уровням Ландау, но не может привести к релаксации энергии системы.

Кроме того, поскольку в акте межуровневого электрон-электронного рассеяния один из электронов всегда переходит на вышележащий уровень, то может возникать конечный поток электронов, направленный вверх по лестнице уровней Ландау. Это может приводить к попаданию электронов на уровни Ландау, расположенные вблизи или выше энергии оптического фонона, и, соответственно, к испусканию ими оптических фононов.

Описание картины перераспределения электронов по уровням Ландау и, соответственно, релаксации осложняется невозможностью введения фиксированного времени электрон-электронного рассеяния с уровня Ландау, поскольку оно сильно зависит как от его населенности, так и от населенностей остальных уровней. Это влечет за собой необходимость решения самосогласованной кинетической задачи [1].

Указанные обстоятельства могут приводить к достаточно необычной картине релаксации электронов. Ниже мы представляем результаты расчетов

временной эволюции распределения электронов по уровням Ландау в квантовой яме при их селективном возбуждении на один из уровней, лежащий ниже энергии оптического фонона.

## Кинетика релаксации в системе уровней Ландау

В работе рассматривается кинетика релаксации электронов в системе уровней Ландау в квантовой яме GaAs/AlGaAs n-типа в квантующем магнитном поле, перпендикулярном слоям структуры. Первоначально квантовая яма находится в состоянии термодинамического равновесия. В начальный момент времени происходит мгновенное внутривоззонное возбуждение части электронов на уровень Ландау, лежащий ниже энергии оптического фонона, и затем отслеживается временная эволюция населенностей уровней путем решения системы уравнений баланса [1-3], включающей переходы между уровнями вследствие актов электрон-электронного рассеяния и испускания продольных оптических фононов:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & \sum_{j,g,f} W \begin{pmatrix} i & j \\ f & g \end{pmatrix} N_i N_j \left[ 1 - \frac{N_f}{\alpha} \right] \left[ 1 - \frac{N_g}{\alpha} \right] - \\ & - \sum_{j,f,g} W \begin{pmatrix} f & g \\ i & j \end{pmatrix} N_f N_g \left[ 1 - \frac{N_i}{\alpha} \right] \left[ 1 - \frac{N_j}{\alpha} \right] \\ & + \sum_f \left\{ \frac{1}{\tau_{f \rightarrow i}^{(LO)}} N_f \left[ 1 - \frac{N_i}{\alpha} \right] - \frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{(LO)}} N_i \left[ 1 - \frac{N_g}{\alpha} \right] \right\} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $N_i$  – двумерная концентрация электронов на уровне Ландау  $i$  (населенность уровня),  $\alpha$  – кратность вырождения уровня Ландау,  $W$  – рассчитанная по правилу Ферми матрица скоростей электрон-электронного рассеяния между уровнями

Ландау [3],  $\tau_{i \rightarrow f}^{(LO)}$  – рассчитанное по правилу Ферми время рассеяния электрона с уровня Ландау  $i$  на уровень Ландау  $f$  с испусканием продольного оптического фонона [4]. Плотность одноэлектронных состояний приближается гауссианом с шириной 1 мэВ.

Характер релаксации будем иллюстрировать на примере квантовой ямы GaAs/AlGaAs шириной 25 нм и уровнем легирования  $N_d = 10^{10} \text{ см}^{-2}$  в магнитном поле  $B=3.5$  Тл. При этом ниже энергии оптического фонона лежат шесть уровней Ландау ( $n=0-5$ ) нижней подзоны. Неравновесную населенность в рассматриваемой системе будем создавать селективным возбуждением электронов из основного состояния ( $n=0$ ) на один из уровней Ландау, скажем, уровень  $n=4$ , т.е. в начальный момент времени заселены только уровни  $n=0$  и  $n=4$ .

Временная эволюция населенностей уровней Ландау для такой ситуации приведена на Рис. 1. Как видно, процесс релаксации системы состоит из двух стадий. На первой короткой (несколько пикосекунд) стадии происходит перераспределение электронов по уровням Ландау вследствие электрон-электронного рассеяния. В результате электронная подсистема термализуется с установлением распределения бoльцмановского типа с температурой  $\sim 50$  К, значительно превышающей температуру решетки (4.2 К). Перераспределение электронов по уровням Ландау происходит практически без изменения полной энергии электронной подсистемы, и устанавливающаяся температура определяется полной энергией возбуждения, т.е. слабо зависит от характера возбуждения.

Во время второй стадии происходит медленное снижение концентрации электронов на возбужденных уровнях Ландау. При этом в каждый момент времени распределение электронов по уровням остается бoльцмановским, но температура электронной подсистемы понижается. Причем полное время релаксации ( $\sim 200$  пс) на несколько порядков превышает как время термализации, определяемое процессами электрон-электронного рассеяния, так и время испускания оптических фононов, которое в рассматриваемой системе составляет 0.1 пс.

Таким образом, картина релаксации энергии в системе дискретных уровней Ландау качественным

образом отличается от релаксации в двумерной непрерывной подзоне квантовой ямы, при которой процессы релаксации и термализации практически неразделимы.

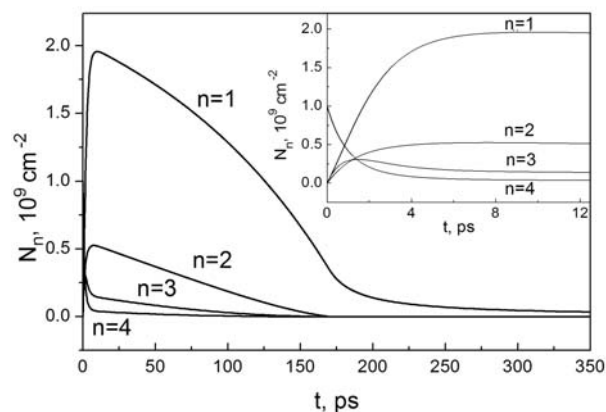


Рис. 1. Рассчитанная кинетика населенностей уровней Ландау первой подзоны в квантовой яме GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As в различных временных масштабах.

Поскольку в установившемся распределении населенность уровня  $n=5$ , лежащего непосредственно под оптическим фононом, мала, но конечна, то вследствие электрон-электронного рассеяния возникает поток электронов с этого уровня на вышележащий, достигнув которого электроны испускают оптические фононы, тем самым передавая энергию решетке. Таким образом, именно процесс испускания фононов с уровней, лежащих выше оптического фонона, и приводит к релаксации энергии системы.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №15-02-09055).*

## Литература

1. M.P.Telenkov, Yu.A.Mityagin, P.F.Kartsev // Opt. Quantum Electron. 46(6), 759 (2014).
2. I. Savic, Z. Ikonc, V. Milanovic, N. Vukmirovic, V.D. Jovanovic, D. Indjin, P. Harrison // Phys. Rev. B 73, 075321 (2006).
3. М.П. Теленков, Ю.А. Митягин, П.Ф. Карцев // Письма в ЖЭТФ 102(10), 770 (2015).
4. C. Becker, A. Vasanello, C. Sirtori, and G. Bastard // Phys. Rev. B 69, 115328 (2004).

# Процессы поляризации ионов в стабилизированном оксидом иттрия диоксиде циркония в МДМ- и МДП-наноконденсаторах

С.В. Тихов<sup>1</sup>, М.Н. Коряжкина<sup>1, \*</sup>, О.Н. Горшков<sup>1</sup>, А.П. Касаткин<sup>1</sup>, И.Н. Антонов<sup>2</sup>, А.И. Морозов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

<sup>2</sup> Научно-исследовательский физический институт при Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095.

\* mahavenok@mail.ru

Изучен перенос ионов (вакансий) кислорода в сформированных методом магнетронного распыления наноконденсаторах со структурой металл – диэлектрик – металл (МДМ) и металл – диэлектрик – полупроводник (МДП), в которых в качестве диэлектрика использован стабилизированный оксидом иттрия диоксид циркония.

Изучение переноса ионов в тонких плёнках стабилизированного оксидом иттрия диоксида циркония (СДЦ) представляет интерес в связи с возможностью изготовления на его основе планарных твердоокисных топливных элементов [1], батареек в электронных наночипах [2], а также возможностью применения в элементах мемристивной энергонезависимой памяти на основе МДМ- и МДП-наноконденсаторов [3, 4]. В связи с важной ролью ионов (вакансий) кислорода в поведении выше перечисленных устройств необходимым является выяснение механизма ионного перемещения, места локализации ионов в плёнке диэлектрика, энергии активации переноса, концентрации и подвижности ионов. В настоящей работе изучены процессы поляризации ионов в сформированных методом магнетронного распыления МДМ- и МДП-структурах, в которых в качестве диэлектрика использован стабилизированный оксидом иттрия диоксид циркония.

## Методика эксперимента

МДМ- и МДП-структуры создавались с помощью метода магнетронного распыления на установке MagSputt-3G-2. В качестве диэлектрика использовались плёнки СДЦ с толщиной  $d = 10, 15$  и  $40$  нм. Плёнки имели колончатую поликристаллическую структуру с направлением кристаллитов от одного электрода к другому электроду. Площадь структур

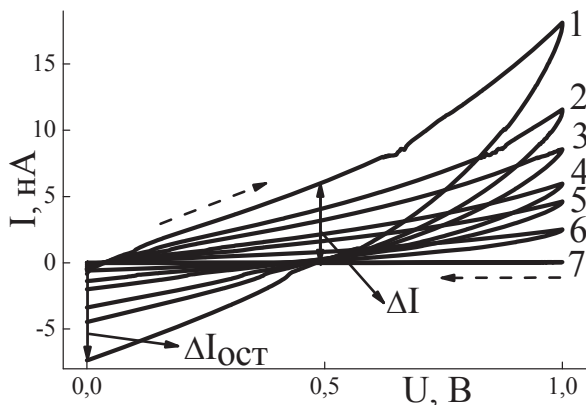
определялась площадью управляющих электродов Au/Zr и Au/Ta и составляла  $1.0 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup>. Для изучения ионной миграционной поляризации предложен оригинальный метод контроля, основанный на измерении температурной зависимости гистерезиса динамических вольт-амперных характеристик (ДВАХ), а также использованы известные способы, основанные на измерении вольт-фарадных характеристик (ВФХ) (которые в определенном интервале температур характеризуются ионным типом гистерезиса), токов деполяризации (ТДП) и квазистатической ёмкости (КСЕ). Измерения проводились в интервале температур  $T = 300 - 510$  К. Напряжение на структурах соответствовало потенциалу верхнего электрода относительно потенциала базового электрода.

## Результаты и обсуждение

Зависимости ёмкости и приведённой к круговой частоте проводимости от напряжения для исследуемых МДП-структур имели аномальный гистерезис (АГ), который обычно определяется перемещением ионов в диэлектрике. Температура возникновения АГ находилась в интервале  $350 - 400$  К для разных структур. Обнаружено, что с ростом температуры растёт величина АГ. При высоких температурах наблюдалась тенденция к насыщению ширины петли АГ, определяемой по сдвигу напряжения плоских зон  $\Delta U_{FB}$ , и её последующего небольшого спада

с увеличением температуры. По температурной зависимости  $\Delta U_{FB}$  было определено значение энергии активации переноса ионов  $E_I$  в интервале 0,27 – 0,55 эВ, которое зависело от плотности поверхностных состояний (ПС) в МДП-структуре и достигало наибольших значений при наименьшей плотности ПС. Максимальная величина заряда ионов на границе раздела, определяемая из ВФХ, соответствовала поверхностной плотности  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

На рис. 1 показаны типичные ДВАХ исследованных МДМ-структур. Они характеризовались большим гистерезисом  $\Delta I$  и наличием остаточного (при  $U = 0 \text{ В}$ ) тока  $\Delta I_{ост}$ . Направление этого тока является противоположным направлению исходного тока, что свидетельствует о возникновении электрентного эффекта. Направление обхода петли гистерезиса после уменьшения напряжения от максимального значения до 0 В всегда соответствовало уменьшению тока при одном и том же значении напряжения.



**Рис. 1.** Динамическая вольт-амперная характеристика структуры Au/Zr(3нм)/СДЦ(40нм)/TiN, полученная при скорости развертки по напряжению 0,02 В/с и температуре  $T$ , К: 502 (1); 484 (2); 473 (3); 460 (4); 445 (5); 425 (6); 295 (7).

Величина электрентного эффекта, также как и гистерезиса увеличивается с ростом температуры. Оба эффекта наиболее заметно проявляются при достижении пороговых температур, при которых появлялся ионный гистерезис в исследуемых МДП-структурах. Петля гистерезиса в области высоких температур не зависела от скорости развертки  $\beta$ , которая менялась от 0,02 до 0,002 В/с, что исключает влияние токов смещения в этой области. Во всем диапазоне измеряемых температур также было исключено влияние токов зарядки и разрядки конденсатора, так как времена их релаксации, определённые из измерений параметров малосиг-

нальной эквивалентной схемы конденсатора, оказались достаточно низкими ( $< 10^{-6} \text{ с}$ ). Таким образом, наблюдаемые в диапазоне повышенных температур гистерезис и электрентный эффект могут быть связаны с перемещением ионов в диэлектрике.

Форма и ширина петли гистерезиса не зависела от знака приложенного к МДМ-структуре напряжения. В предположении, что заряд ионов в исследованных конденсаторах распределяется равномерно по толщине плёнки, величина этого заряда  $\Delta Q$  может быть определена по величине площади под гистерезисной кривой с помощью используемой в методе ТДП формуле

$$\Delta Q = \int_0^V \frac{IdV}{\beta} - \int_V^0 \frac{IdV}{\beta} \quad (1)$$

Максимальное значение поверхностного заряда ионов при температуре 505 К соответствовало плотности  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Несоответствие величин плотности зарядов ионов, определенных по ВФХ и ДВАХ объясняется влиянием ПС в МДП-конденсаторах.

Таким образом, показано, что метод ДВАХ позволяет получить значения  $E_I$  (0,5 – 0,6 эВ) в МДМ-структурах Au/Zr/СДЦ/TiN/Ti, Au/Zr/СДЦ/TiN, Au/Ta/СДЦ/TiN и с разной толщиной плёнок оксида 10, 15 и 40 нм, согласующиеся с методами ТДП и КСЕ. Для МДП-структур на основе Si такое согласование имеет место только в структурах с низкой плотностью ПС. Отличие этих значений от величины энергии активации вакансий (ионов) кислорода в объёмных монокристаллах СДЦ соответствует литературным данным [5] для плёнок с подобной поликристаллической структурой.

*Работа поддержана Министерством образования и науки России в рамках государственного задания №2017/134 (код проекта 16.7864.2017/БЧ).*

## Литература

1. W. Drenckahn et al. // Power Goarnal. № 4, 36 (1994).
2. I. Valov et al. // Nature Communications, 1 (2013).
3. D.B. Strukov et al. // Nature, V. 453, 80 (2008).
4. O.N. Gorshkov et al. // Journal of Physics: Conference Series, V. 741, 012174-1 (2016).
5. A. Tarancón et al. // ECS Transactions, 69 (16), 11 (2015).

# Лазер циркулярно поляризованного света на основе GaAs/AlGaAs/AlAs полупроводникового микрорезонатора с кирально-модулированным верхним зеркалом

С.Г. Тиходеев<sup>1, 2, \*</sup>, А.А. Деменев<sup>3</sup>, В.Д. Кулаковский<sup>3</sup>, С. Schneider<sup>4</sup>, S. Brodbeck<sup>4</sup>, M. Kamp<sup>4</sup>, S. Höfling<sup>4, 5</sup>, С.В. Лобанов<sup>6</sup>, Т. Weiss<sup>7</sup>, Н.А. Гиппиус<sup>8, 2</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет МГУ, Ленинские Горы, 1, Москва, 119991.

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

<sup>3</sup> Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432.

<sup>4</sup> Universität Würzburg, Am Hubland, Würzburg D-97074, Germany.

<sup>5</sup> University of St Andrews, St Andrews, KY16 9SS, United Kingdom.

<sup>6</sup> Cardiff University, Cardiff CF24 3AA, United Kingdom.

<sup>7</sup> University of Stuttgart, Stuttgart D-70550, Germany.

<sup>8</sup> Сколковский институт науки и технологий, Сколково, 143025.

\*tikh@gpi.ru

Получено почти полностью циркулярно поляризованное лазерное излучение из планарного полупроводникового микрорезонатора с 12 GaAs квантовыми ямами в активном слое и киральным фотонным кристаллом, изготовленным на верхнем брэгговском зеркале при комнатной температуре.

Использование искусственных киральных структур (фотонных кристаллов и метаматериалов) позволяет создать компактные источники циркулярно-поляризованного света, не использующие толстые двулучепреломляющие пластины или постоянное магнитное поле [1]. Недавно [2] нам удалось продемонстрировать работающий при комнатной температуре лазер на основе полупроводникового микрорезонатора с GaAs квантовыми ямами и кирально-модулированным верхним зеркалом, излучающий эллиптически поляризованный свет, близкий к циркулярно-поляризованному. Схематическое изображение лазерной структуры с одним периодом кирального фотонного кристалла показано на рис. 1.

Лазерное излучение возникает при пороговой интенсивности оптической накачки  $P_{thr} \sim 25$  mW. На рис. 2 показаны спектры излучения лазера в правой и левой циркулярной и линейной  $x$  и  $y$  поляризациях, при накачке  $P = 2.5 P_{thr}$ . Линии с интервалами ошибок показывают соответствующие степени поляризации: циркулярной  $\rho_c$ , линейной  $\rho_{lin}$  и полной  $\rho_\Sigma = (\rho_c^2 + \rho_{lin}^2)^{1/2}$ . Видно, что в максимуме линии излучения поляризация становится практически полностью эллиптической, с  $\rho_c \sim 80\%$ ,  $\rho_{lin} \sim 50\%$ ,  $\rho_\Sigma \sim 95\%$ .

Линия излучения до порога лазерной генерации значительно шире и менее поляризована, см. вставку на рис. 2, показывающую спектры излучения в

правой и левой циркулярных поляризациях при  $P = 0.95 P_{thr}$ . В докладе будут обсуждены физические механизмы образования циркулярно поляризованного лазерного излучения в такой киральной системе.

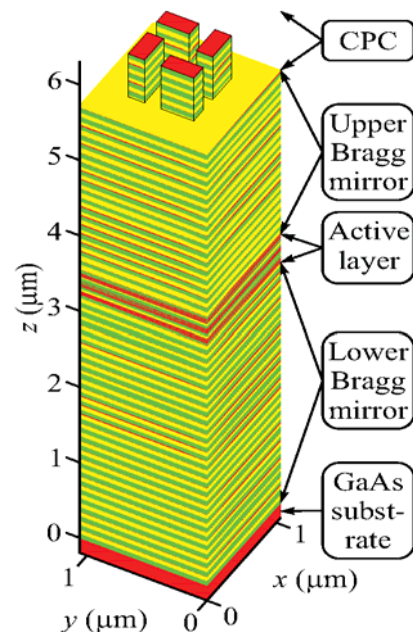
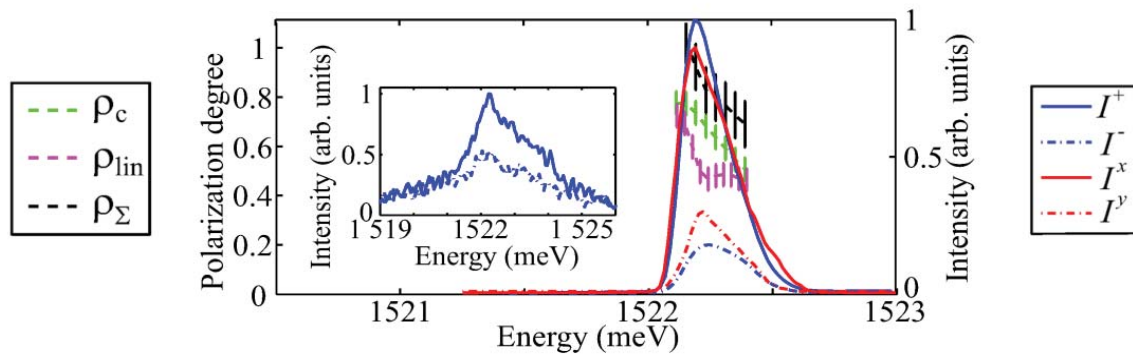


Рис. 1. Схематический разрез микрорезонатора с киральным фотонным кристаллом в виде квадратной решетки микропилларов, изготовленном на верхнем зеркале. Показана одна элементарная ячейка фотонного кристалла.





**Рис. 2.** Спектры излучения лазера в правой и левой циркулярной, а также линейной x и y поляризациях при накачке  $P = 2.5 P_{\text{thr}}$ . Линии с интервалами ошибок показывают степени поляризации: циркулярной  $\rho_c$ , линейной  $\rho_{\text{lin}}$  и полной  $\rho_{\Sigma} = (\rho_c^2 + \rho_{\text{lin}}^2)^{1/2}$ . На вставке показаны спектры излучения в правой и левой циркулярных поляризациях при  $P = 0.95 P_{\text{thr}}$ .

## Литература

1. S.V. Lobanov, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, A.A. Maksimov, E.V. Filatov, I.I. Tartakovskii, V.D. Kulakovskii, T. Weiss, C. Schneider, J. Geßler, M. Kamp, S. Höfling // Phys. Rev. B 92, 205309 (2015).
2. A.A. Demenev, V.D. Kulakovskii, C. Schneider, S. Brodbeck, M. Kamp, S. Hoefling, S.V. Lobanov, T. Weiss, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev // Appl. Phys. Lett. v.109, 171106 (2016).

# Источники одиночных фотонов видимого диапазона на основе эпитаксиальных полупроводниковых квантовых точек

А.А. Торопов<sup>1,\*</sup>, К.Г. Беляев<sup>1</sup>, М.В. Рахлин<sup>1</sup>, Г.В. Клишко<sup>1</sup>, С.В. Сорокин<sup>1</sup>, С.В. Гронин<sup>1</sup>, И.В. Седова<sup>1</sup>, Т.В. Шубина<sup>1</sup>, И.С. Мухин<sup>2,3</sup>, С.В. Иванов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Биржевая линия, д. 14-16, Санкт-Петербург, 199034.

\* toropov@beam.ioffe.ru

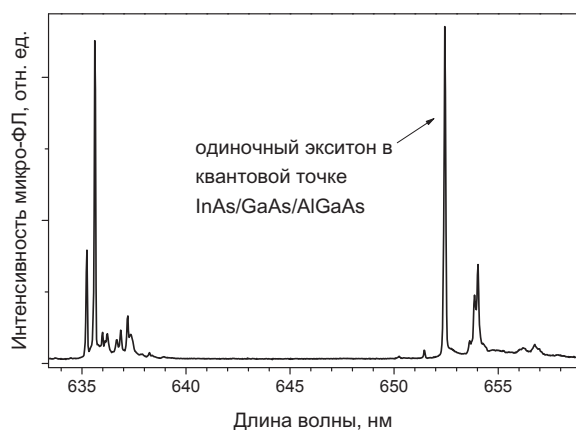
Экспериментально исследованы оптические характеристики источников одиночных фотонов видимого диапазона на основе эпитаксиальных полупроводниковых квантовых точек, изготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии в системах InAs/GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (длина волны излучения >620 нм) и CdTe/Zn(Mg,Se)Te (длина волны излучения 550-650 нм). Для обоих типов квантовых точек методом корреляционной спектроскопии показан однофотонный характер излучения с характерным значением автокорреляционной функции второго порядка  $g^{(2)}(0) < 0.2$  и проведена оценка параметров суб-микросекундной кинетики спектральной диффузии линий одиночных экситонов.

## Введение

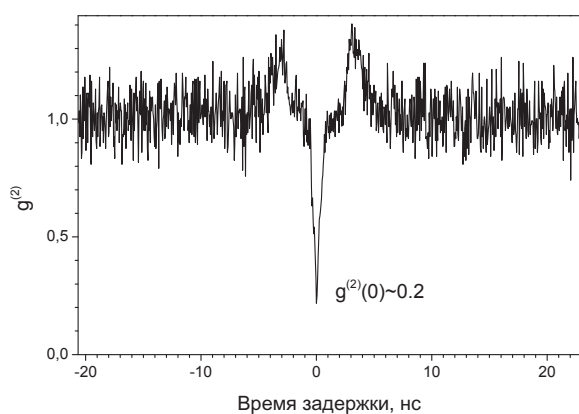
Источники однофотонного излучения (ОИ) и пар “запутанных” фотонов видимого спектрального диапазона на основе эпитаксиальных полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками (КТ) перспективны для использования в системах квантовой криптографии, предназначенных для безопасной передачи информации в атмосферных оптических линиях связи, а также по пластиковому оптоволокну. Тем не менее, коммерчески доступные приборы такого типа в настоящее время отсутствуют, что определяется как технологической сложностью воспроизводимого изготовления образцов с одиночными КТ, так и физическими ограничениями, определяющими рабочую температуру и возможность выделения узких перекрывающихся линий излучения одиночных экситонов и биэкситонов. В настоящей работе мы представляем результаты оптических исследований источников ОИ с длиной волны излучения менее 700 нм на основе гетероструктур с КТ InAs/GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x > 0.4$ ) и CdTe/Zn(Mg,Se)Te, изготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с последующим формированием колончатых мезоструктур методами электронно-лучевой литографии и сухого ионного травления.

## Результаты и обсуждение

Преимущества КТ InAs/GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As заключаются в использовании хорошо отработанных методов роста гетероструктур в системе (In,Ga,Al)As и возможности достижения ОИ в видимом спектральном диапазоне с длиной волны порядка и больше 620 нм. Потенциальными недостатками ранее исследовавшихся КТ InAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As являются увеличение ширины линии фотолюминесценции (ФЛ) одиночной КТ с ростом концентрации Al в барьерах [1] и значительная анизотропия свойств квантовых точек, выращенных на поверхности Al-GaAs с большим содержанием Al, приводящая к гигантской (до 1 мэВ) величине анизотропного обменного расщепления экситонной линии [2], затрудняющей генерацию “запутанных” фотонов при рекомбинации биэкситонного каскада. Нами были изготовлены структуры, где InAs КТ формировались по методу Странского-Крастанова поверх тонкого промежуточного слоя GaAs, напыленного на поверхности барьерного слоя Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x \sim 0.44$ ). Измерения спектров низкотемпературной фотолюминесценции показали, что излучение существенной части КТ в таких образцах реализуется в виде достаточно узких (<100 мкэВ при 8 К) одиночных слабо поляризованных линий (см. рис. 1), что свидетельствует об изотропной в плоскости слоев форме КТ.



**Рис. 1.** Спектр микро-фотолюминесценции одиночных КТ InAs/GaAs/AlGaAs.



**Рис. 2.** Автокорреляционная функция второго порядка  $g^{(2)}$ , соответствующая линии излучения одиночного экситона в КТ InAs/GaAs/AlGaAs, показанной на рис. 1.

Измерения автокорреляционной функции второго порядка  $g^{(2)}(t)$ , выполненные по схеме Хэнбери Брауна – Твисса, показали значение  $g^{(2)}(0)$  порядка 0.2 (см. рис. 2), что является четким признаком однофотонной статистики излучения. При изготовле-

нии КТ в системе CdTe/ZnTe основной акцент делался на определении ростовых параметров, приводящих к формированию массива КТ с минимальной поверхностной плотностью. Достигнутая плотность менее  $10^{10}$  см<sup>-2</sup> позволила изготовление мезоструктур, содержащих небольшое число КТ, излучающих в спектральной области 550 – 650 нм в виде одиночных линий с шириной  $\sim 0.5$ -1 мэВ при 8 К. Однофотонный характер излучения таких КТ был также подтвержден автокорреляционными измерениями.

Дальнейшие исследования направлены на увеличение рабочей температуры источников ОИ с КТ CdTe вплоть до температур близких к комнатной за счет увеличения разрывов зон на интерфейсе КТ с четырехкомпонентными твердыми растворами ZnMgSeTe, выполненными в виде короткопериодных сверхрешеток бинарных соединений, а также на определение тонкой структуры экситонного спектра и кинетики излучения одиночных КТ – как А2В6, так и А3В5, в зависимости от морфологии КТ и температуры измерения. В частности, в докладе будут представлены данные о субмикросекундной кинетике спектральной диффузии, полученные методами корреляционной спектроскопии.

## Литература

1. S.C.M. Grijseels, J. van Bree, P.M. Koenraad, A.A. Toropov, G.V. Klimko, S.V. Ivanov, С.Е. Pryor, А. Yu. Silov // J. Lumin. 176, 95 (2016).
2. J.J. Finley, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, A.D. Ashmore, С. Baker, A.F.G. Monte, M. Hopkinson // Phys. Rev. B 66, 153316 (2002).

# Сверхбыстрая динамика электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах

В.Н. Трухин<sup>1, 2, \*</sup>, А.Д. Буравлев<sup>3</sup>, А.И. Елисеев<sup>2</sup>, И.А. Мустафин<sup>1, 2</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>3</sup>,  
J.P. Kakko<sup>4</sup>, T. Huhtio<sup>4</sup>, H. Lipsanen<sup>4</sup>

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

2 НИУ ИТМО, Кронверкский пр-кт, 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 СПбАУ НОЦНТ, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021

4 Department of Micro- and Nanosciences, Micronova, Aalto University, P.O. Box 13500, FI-000a76 Aalto, Finland

\* valeratruchin@mail.ioffe.ru

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследования влияния электронно-дырочной плазмы на генерацию ТГц излучения в полупроводниковых ННК на основе GaAs, выращенных методами MOVPE. Было показано, что временная динамика фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых ННК определяется транспортом носителей заряда и их рекомбинацией.

## Введение

Характеризация динамики носителей заряда в полупроводниковых наноструктурах на основе полупроводниковых нитевидных нанокристаллах (ННК) имеет решающее значение для использования этих материалов в нанофотонике, нано-биоэлектронике. Возбуждение в локальном электрическом поле в полупроводниковой ННК неравновесной электронно-дырочной плазмы, приводит к разделению носителей заряда и, соответственно, к изменению процесса генерации терагерцового излучения. Временные параметры этого изменения будут обусловлены релаксационными и рекомбинационными процессами носителей заряда и их транспортом.

## Методика эксперимента

GaAs нитевидные нанокристаллы (ННК) выращивались на подложках GaAs n-типа с кристаллографической ориентацией (111)В методом MOVPE. Для фотовозбуждения наноструктур использовался титан-сапфировый лазер, генерирующий оптические импульсы (длина волны 795 нм) с длительностью 15 фс. Регистрация волновой формы терагерцового импульса при дополнительном возбуждении ННК фемтосекундным импульсом осуществлялась с помощью метода optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy. Для уменьшения влияния модуляции ТГц импульса, генерируемого дополнительным фемтосекундным импульсом (им-

пульс накачки), на частоте модуляции первого фемтосекундного импульса (пробный импульс), импульс накачки падал на поверхность образца под углом противоположным углу падения пробного импульса.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлена временная зависимость максимальной амплитуды ТГц поля для разного уровня возбуждения.

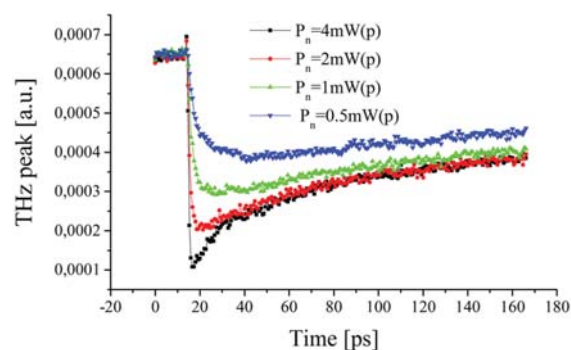
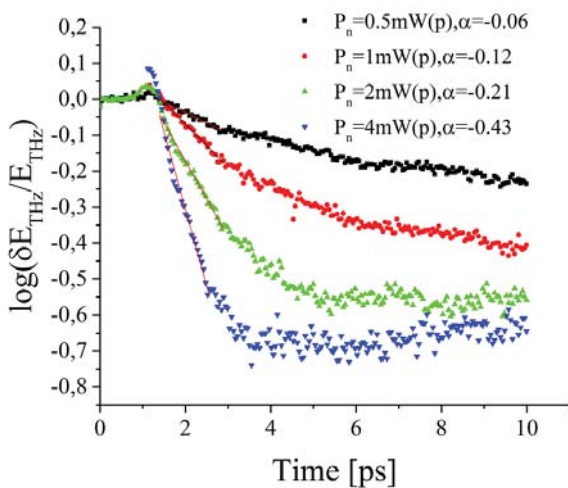


Рис. 1. Зависимость максимальной амплитуды ТГц поля от времени задержки между фемтосекундными импульсами для различного уровня возбуждения ( $d=150\text{нм}$ ,  $a=1200\text{нм}$ ).

На представленных зависимостях после возбуждения электронно-дырочной плазмы ТГц поле генерируемого импульса падает, а затем медленно восстанавливается. Падение эффективности ТГц генерации, в основном, обусловлено со временем экранирования внутреннего поля в нанокристалле (по-

верхностное поле возле верхней грани нанокристалла). В дальнейшем, наблюдается двухэкспоненциальное восстановление при высоком уровне возбуждения. Первый этап восстановления эффективности ТГц генерации обусловлен рядом процессов: захват носителей заряда, перезарядка емкости барьера Шотки. Временная составляющая второго подъема, по-видимому, определяется временем жизни фотовозбужденных носителей заряда и обусловлена рекомбинацией.



**Рис. 2.** Зависимость максимальной амплитуды ТГц поля от времени задержки между фемтосекундными импульсами для различного уровня возбуждения ( $d=150\text{нм}$ ,  $a=1500\text{нм}$ ).

Увеличенная часть кривых около момента совпадения импульса накачки и пробного импульса представлена на рис. 2 (ось  $y$  – в логарифмическом масштабе). Начальный небольшой рост эффективности ТГц генерации обусловлен влиянием модуляции ТГц импульса, генерируемого импульсом

накачки. Также видно, что начальный спад ТГц поля происходит по степенному закону и степень определяется уровнем возбуждения.

По начальному наклону можно оценить время релаксации носителей заряда по импульсу, если воспользоваться представлением о наличии емкости обедненного слоя, расположенного у поверхности ННК. Изменение локального электрического поля за счет зарядки емкости током неравновесных носителей заряда можно представить, как

$$\Delta E/E = \exp(-e^2 N \tau_s t / m^* \epsilon \eta), \quad (1)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $m^*$  – эффективная масса электрона,  $N$  – концентрация неравновесных носителей заряда,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость GaAs,  $\eta$  – константа связи между поляризацией и электрическим полем.

Оценка времени релаксации по импульсу составляет величину 50 фс, что представляет собой разумное значения для арсенида галлия. Используя предложенную в работе [1] модель экранировки внутреннего поля электронами и дырками с измененной схемой электронных переходов (на основе модели Друда-Лоренца), были проведены оценки времени релаксации электронов по импульсу, времени захвата на безызлучательные центры в ННК и времени жизни фотовозбужденных носителей, которые составили порядка 50 фс, 10 пс и 800 пс соответственно.

## Литература

1. P.U. Jepsen, R.H. Jacobsen, S.R.Reiding // J. Opt. Soc. Am.B. 13, 2424(1996).

# Особенности циклотронного резонанса в трехмерных топологических изоляторах

Р.В. Туркевич<sup>1,2\*</sup>, В.Я. Демиховский<sup>1</sup>, А.П. Протогенов<sup>2</sup>

1 Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, 603950.

\* roman-turkevich@mail.ru

В работе изучаются особенности циклотронного резонанса в топологических изоляторах семейства  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . С использованием квазиклассических уравнений движения, которые учитывают кривизну Берри и магнитный момент, показано, что спектр циклотронных частот содержит гармоники, связанные с анизотропией спектра. Исследование этих гармоник позволяет прояснить вклад кривизны Берри в наблюдаемые величины.

Исследования топологических изоляторов в течение последних десяти лет позволили прояснить многие фундаментальные свойства этих фазовых состояний. Последовавшие за открытием графена и продолженные изучением дираковских и вейлевских полуметаллов исследования различных модификаций топологических изоляторов позволили построить новые классы так называемых дираковских материалов. Одним из ключевых свойств этих сред является безмассовый релятивистский спектр низкоэнергетических поверхностных или краевых возбуждений. Другим свойством является существование глобальной симметрии, например, симметрии относительно инверсии времени, которая защищает поверхностные и краевые состояния от рассеяния назад при умеренном структурном беспорядке. Отличие топологических изоляторов от стандартных зонных изоляторов определяется отличными от нуля значениями топологических инвариантов.

Целью настоящей работы является изучение эффектов, связанных с циклотронным резонансом в трехмерных топологических изоляторах, и их использование в качестве инструмента для исследования проявлений топологических особенностей электронных состояний в этих средах. При решении этой задачи мы будем использовать квазиклассические уравнения, содержащие кривизну Берри и магнитный момент.

Представление о динамике электронных состояний можно получить, рассматривая спектр электронных возбуждений в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [1], который в полярных координатах определяется выражением

$$E_0(k, \theta) = \sqrt{(\hbar vk)^2 + (\Delta + \lambda \hbar k^3 \cos(3\theta))^2}. \quad (1)$$

Параметр гексагонального искажения  $\lambda$  в этом выражении описывает отклонения от линейной зависимости, определяемой первым слагаемым в подкоренном выражении (1) и модифицирует щель  $\Delta(k, \theta) = \Delta + \lambda \hbar k^3 \cos(3\theta)$  в спектре возбуждений.

Рассмотрим ситуацию, когда извне наложены постоянное магнитное поле с напряженностью  $\mathbf{B}$  и переменное электрическое поле с напряженностью  $\mathbf{E}$ . Уравнения движения для центра электронного волнового пакета в этом случае в квазиклассическом приближении имеют вид [2]

$$\dot{\mathbf{k}} = -\frac{e}{\hbar c} [\dot{\mathbf{r}} \times \vec{\mathbf{B}}] - \frac{e}{\hbar} \vec{\mathbf{E}}, \quad (2a)$$

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_m}{\partial \mathbf{k}} - \left[ \dot{\mathbf{k}} \times \vec{\mathbf{\Omega}} \right]. \quad (2b)$$

В уравнениях (2a,б)  $E_m = E_0 - \vec{\mathbf{m}} \cdot \vec{\mathbf{B}}$ . Орбитальный магнитный момент  $\vec{\mathbf{m}}$  и кривизна Берри  $\vec{\mathbf{\Omega}}$  в рассматриваемой модели топологического изолятора  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  равны [3]

$$m_z(k_x, k_y) = -\frac{e}{2\hbar c} \frac{\hbar^2 v^2 (\Delta - 2\lambda \hbar k_x^3 + 6\lambda \hbar k_x k_y^2)}{(\hbar^2 v^2 k^2 + (\Delta + \hbar \lambda (k_x^3 - 3k_x k_y^2))^2)}, \quad (3)$$

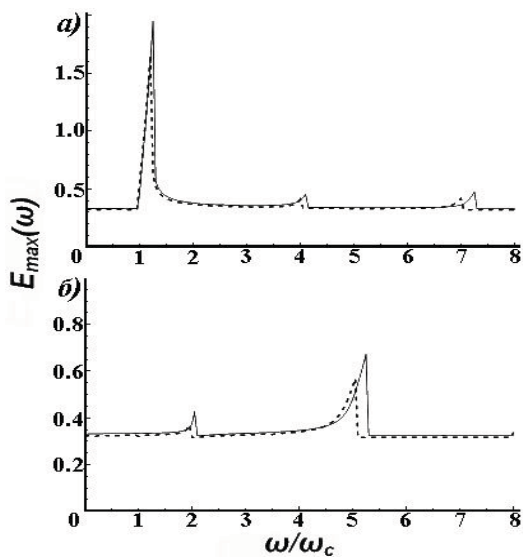
$$\Omega_z(k_x, k_y) = -\frac{\hbar^2 v^2 (\Delta - 2\lambda \hbar k_x^3 + 6\lambda \hbar k_x k_y^2)}{2(\hbar^2 v^2 k^2 + (\Delta + \hbar \lambda (k_x^3 - 3k_x k_y^2))^2)^{3/2}}. \quad (4)$$

Вектор  $\vec{\mathbf{\Omega}} = (0, 0, \Omega_z)$  направлен по нормали к поверхности топологического изолятора.

Для определения циклотронных резонансных частот изучим поведение электрона в постоянном магнитном и переменном электрическом полях.

Пусть магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости вращения, а переменное электрическое лежит в этой плоскости, являющейся поверхностью топологического изолятора. Будем рассматривать левую и правую циркулярные поляризации электрического поля.

В рассматриваемой системе имеет место нелинейный циклотронный резонанс, который приводит к конечному росту энергии. Найдем максимально достигаемую энергию как функцию частоты электрического поля. Эта зависимость показана на рис. 1. Рассмотренные нами случаи (а) и (б) на рис. 1 отвечают различным круговым поляризациям электрического поля.



**Рис. 1.** Зависимость максимально достигаемой энергии от частоты электрического поля. Пунктирная линия (сплошная линия) отвечает ситуации, когда магнитный момент и кривизна Берри не учитываются (учитывается).

В  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  энергетический спектр в отсутствии магнитного поля обладает осью симметрии  $C_6$ . Во внешнем магнитном поле энергия, связанная с магнитным моментом, и кривизна Берри, обладают осью симметрии  $C_3$ . Отсюда можно сделать вывод о том, что резонансные частоты  $(6 \pm 1)\omega_c$  возникают благодаря гексагональному искривлению спектра, а частоты  $(3 \pm 1)\omega_c$  появляются благодаря гексагональному искажению в выражениях (3), (4) и с учетом  $\Delta$  в (1). Здесь  $\omega_c = (eB/cm_c) \cdot F(\Omega_z, m_z, \lambda)$ ,  $m_c = \epsilon_F/v^2$ . Функция  $F(\Omega_z, m_z, \lambda)$  в изотропном случае  $E(k) = \hbar vk$  равна [4]

$$F(\Omega_z, m_z, 0) = (1 + 2\Omega_z / l_H^2) / (1 + \Omega_z / l_H^2), \quad (5)$$

где  $l_H = (\hbar c / eH)^{1/2}$  – магнитная длина.

Из рис.1 видно, что учет кривизны Берри и магнитного момента приводят к сдвигу циклотронной частоты. Экспериментальные возможности для наблюдения этого явления в соединении  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , где параметр гексагонального искажения  $\lambda$  максимален, являются ограниченными в силу ряда обстоятельств. Очевидное желание использовать сверхсильные магнитные поля наталкивается на ограничения, связанные с использованием квазиклассического приближения и со способом создания таких полей в экспериментальных установках. По этой причине мы выберем для оценок предельно возможное значение напряженности стационарного магнитного поля, равное  $5 \cdot 10^5$  Гс. При таком выборе величины магнитного поля энергия циклотронного кванта равна 0.03 Эв. Величина запрещенной зоны в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  приближенно равна 0.15 Эв. Пусть энергия Ферми, отсчитанная от дираковской точки, равна 0.29 Эв. Тогда под уровнем Ферми будут расположены несколько уровней Ландау.

Использование в эксперименте гелиевых температур связано с необходимостью уменьшения размытия функции распределения электронов и с подавлением рассеяния на фононах. Оценка обратного времени жизни электронных состояний при рассеянии на примесях в оптимальном случае дает значение  $10^{11} \text{ c}^{-1}$ . В этих условиях относительная величина сдвига частоты составляет около одного процента. Поскольку гексагональное искажение спектра является сильным, амплитуда сигнала на дополнительных гармониках по отношению к основной будет находиться в пределах, доступных для экспериментальной проверки.

*Эта работа была частично поддержана грантом РФФИ № 17-02-00471 (P.B.T.).*

## Литература

1. L. Fu, Phys. Rev. Lett. **103** 266801 (2009).
2. G. Sundaran and Q. Niu, Phys. Rev. B **59**, 14915, (1999).
3. Z. Li and J. P. Carbotte, Phys. Rev. B **89**, 165420 (2014).
4. Francesco M.D. Pellegrino, Mikhail I. Katsnelson, Marco Polini, Phys. Rev. B **92**, 201407 (2015).

# Гигантский эффект выпрямления терагерцового излучения в графеновых плазмонных структурах

Д.В. Фатеев<sup>1, \*</sup>, К.В. Машинский<sup>1, 2</sup>, В.В. Попов<sup>1, 2, 3</sup>

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.

3 Саратовский научный центр РАН, ул. Рабочая, д. 24, Саратов, 410028.

\*fateevdv@yandex.ru

Разработана теория плазмонного детектирования ТГц излучения в пространственно периодической графеновой структуре. Вычислена чувствительность детектирования ТГц излучения в графеновой структуре с двойным решеточным затвором и асимметричной элементарной ячейкой.

## Введение

Уникальные свойства графена [1], такие как высокая подвижность и скорость дрейфа носителей заряда, открывают возможность резонансного плазмонного детектирования терагерцового (ТГц) излучения в графеновых микро- и наноструктурах. В графеновых структурах существуют различные физические механизмы выпрямления ТГц излучения, в основе которых лежат нелинейные свойства плазменных волн [2]. В последнее время активно исследуется плазмонное детектирование ТГц излучения в двумерных электронных системах (2МЭС) с решеточным затвором [3]. Плазмонное детектирование в полупроводниковых гетероструктурах с 2МЭС вызвано эффектами увлечения носителей заряда плазмонами и плазмонного хриповика [4]. Рекордные значения чувствительности были достигнуты при использовании плазмонного детектирования ТГц излучения в транзисторах с высокой подвижностью электронов, имеющих двойной решеточный затвор [5].

В данной работе разработана теория плазмонного детектирования ТГц излучения в пространственно периодической графеновой структуре.

## Результаты и обсуждение

Плазмонное детектирование ТГц излучения рассмотрено на примере графеновой структуры, состоящей из графена расположенного на поверхности подложки из  $\text{SiO}_2$  и отделенного от двойного металлического решеточного затвора барьерным сло-

ем из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (см. рис. 1). Две подрешетки затвора смещены друг относительно друга для создания асимметрии элементарной ячейки периодической структуры. Приложение постоянного напряжения между затвором и графеном позволяет контролировать равновесную концентрацию носителей заряда в подзатворных областях графена. От знака приложенного напряжения зависит тип носителей заряда в подзатворной области графена.

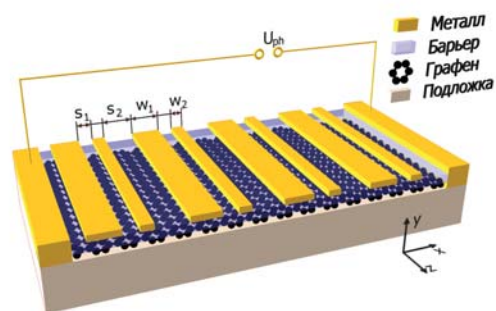


Рис. 1. Схематическое изображение графеновой структуры.

Нелинейные свойства носителей заряда в графене рассмотрены в гидродинамическом приближении [6]. Гидродинамические уравнения решены с использованием разложения в ряд теории возмущения [7] путем разложения скорости носителей заряда, энергии Ферми и плотности тока по степеням амплитуды действующего электрического поля с сохранением линейных и квадратичных членов разложения. Используются приближения нулевой температуры и малой скорости носителей заряда. С



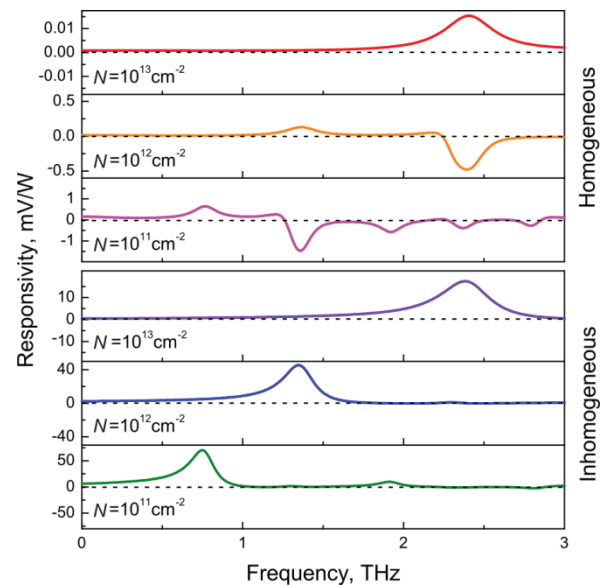
использованием данного подхода получено выражение для вычисления плотности выпрямленного тока в графеновой структуре

$$j_{00} = -\frac{|e|^3 v_F^2}{2\hbar^2 \pi \omega \gamma (\omega^2 + \gamma^2)} \times \left\langle \text{sgn}(e) \text{Re} \left( \left( \omega - i \frac{\gamma}{2} \right) E_{x,\omega} \frac{\partial (E_{x,\omega})^*}{\partial x} \right) \right\rangle, \quad (1)$$

где  $e$  – элементарный заряд ( $e > 0$  для дырок и  $e < 0$  для электронов),  $E_{x,\omega}$  –  $x$ -компонента электрического поля, действующего на носители заряда в графене,  $\omega$  – круговая частота,  $\gamma$  – скорость релаксации импульса носителей заряда, угловые скобки означают пространственное усреднение по элементарной ячейке периодической графеновой структуры. Выпрямленный ток приводит к возникновению постоянного напряжения между истоком и стоком  $U_{00} = j_{00} l / \sigma_0$ , где  $l$  – расстояние между контактами истока и стока,  $\sigma_0$  – проводимость графена на постоянном токе. Электрические поля плазмонов, возбуждаемые падающей ТГц волной в рассматриваемой графеновой структуре вычислены в рамках самосогласованного электродинамического подхода [8].

Вычислена чувствительность детектирования ТГц излучения, как отношение напряжения возникающего на контактах истока и стока к мощности падающего на структуру ТГц излучения (рис. 2) для случаев пространственного однородного и неоднородного равновесного распределения носителей заряда в графене. Расчеты чувствительности детектирования проведены для трех различных концентраций электронов в графене. Пространственно неоднородная структура отличалась от однородной наличием дырок в участке графена, расположенного под узкой полоской затворного электрода, причем концентрация дырок равна концентрации электронов на остальных участках графена. Показано, что в графеновой структуре с носителями заряда только одного типа действует только эффект увлечения носителей заряда плазмонами. В случае, когда на разных участках элементарной ячейки периодической решеточной структуры присутствуют носители заряда разного знака, возникает выпрямление ТГц излучения за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного хруповика, что приводит к увеличению чувствительности плазмонного детектирования на 3 порядка величины в основном плазмоне резонансе. Чувствительность детектирования растет с уменьшением концентрации носи-

телей в графене. Выпрямление за счет эффекта увлечения носителей заряда плазмонами существенно только на низких частотах, так как чувствительность детектирования за счет эффекта увлечения обратно пропорциональна частоте действующего ТГц поля [4].



**Рис. 2.** Спектры чувствительности детектирования в зависимости от равновесной концентрации носителей заряда в графене в структурах с пространственно однородным и неоднородным графеном.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 15-02-02989) и Гранта президента Российской федерации (грант №. МК-5447.2016.2).*

## Литература

1. A.K. Geim, K.S. Novoselov // Nature Mater, V. 6, 183 (2007).
2. A. Tomadin, A. Tredicucci, V. Pellegrini et al. // Appl. Phys. Lett., V. 103, 211120 (2013).
3. V.V. Popov // J. Infrared Millim. Terahertz Waves V. 32, 1178 (2011).
4. V.V. Popov // Appl. Phys. Lett., V. 102, 253504 (2013).
5. T. Watanabe S.A. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto et al. // IEEE Sensors Journal, V. 13, 89 (2013).
6. S. Rudin // Int. J. High Speed Electron. and Systems, V. 20, 567 (2011).
7. G.R. Aizin, D.V. Fateev, G.M. Tsymbalov et al. // Appl. Phys. Lett., V. 91, 163507 (2007).
8. Д.В. Фатеев, В.В. Попов, М.С. Шур // Физика и техника полупроводников, Т. 44, 1455 (2010).

# Фотопроводимость плёнок $ZrO_2(Y)$ со встроенными наночастицами Au, индуцированная плазмонным резонансом

Д.О. Филатов<sup>1,\*</sup>, Д.А. Лискин<sup>2</sup>, О.Н. Горшков<sup>1</sup>, А.П. Горшков<sup>1,2</sup>, И.Н. Антонов<sup>1</sup>, В.Е. Котомина<sup>1</sup>, М.Е. Шенина<sup>1</sup>, С.В. Тихов<sup>2</sup>, И.С. Коротаева<sup>2</sup>, Д.С. Синуткин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур», ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия.

<sup>2</sup> Физический факультет, ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия.

\*dmitry\_filatov@inbox.ru

Приводятся результаты исследования температурных и спектральных зависимостей фотопроводимости (ФП) тонких плёнок  $ZrO_2(Y)$  с наночастицами (НЧ) Au. В спектре ФП обнаружен пик на длине волны  $\lambda \approx 660$  нм, соответствующей максимуму плазмонного оптического поглощения в НЧ Au. Температурная зависимость ФП при фотовозбуждении на длине волны  $\lambda \approx 660$  нм вблизи 300 К подчиняется закону Мота, так же, как и темновая проводимость. Вблизи 77 К ФП не зависела от температуры. Полученные результаты свидетельствуют, что ФП обусловлена фотовозбуждением коллективных плазмонных колебаний в плотных массивах НЧ Au. При 300 К ФП связана, преимущественно, с нагревом  $ZrO_2(Y)$  вследствие оптического плазмонного поглощения в НЧ Au (болометрический эффект). При 77 К ФП обусловлена плазмон-индуцированным электронным транспортом между НЧ через вакансионную  $\alpha$ -зону в барьерах  $ZrO_2(Y)$ .

## Введение

Диэлектрические плёнки с внедрёнными в них металлическими наночастицами (МНЧ) интенсивно исследуются в последние годы, в частности, в связи с нелинейно-оптическими свойствами подобных нанокompозитных материалов, делающих эти объекты перспективными для создания на их основе новых устройств интегральной оптоэлектроники [1]. Недавно появились сообщения о наблюдении в таких системах фотопроводимости (ФП), связанной с коллективными плазмонными возбуждениями в плотных массивах МНЧ (см., напр., [2]). Однако, многие детали механизма ФП в плёнках на базе различных диэлектриков остаются неисследованными.

В [3] впервые наблюдалась ФП в плёнках  $ZrO_2(Y)$  со встроенными НЧ Au при фотовозбуждении на длине волны плазмонного резонанса (ПР)  $\lambda_{PR} \approx 660$  нм в спектрах оптического поглощения в НЧ Au. Исследования кинетики ФП выявили две компоненты, доминирующие при разных температурах. При 300 К ФП была связана с нагревом матрицы  $ZrO_2(Y)$  вследствие плазмонного оптического поглощения в НЧ Au (болометрический эффект [2]). При 77 К ФП была связана с возбуждением электронов с уровня Ферми в НЧ Au в вакансионную  $\alpha$ -зону в  $ZrO_2(Y)$  с последующим транспортом между НЧ во внешнем электрическом поле (рис. 1).

В настоящей работе исследованы температурные и спектральные зависимости ФП в плёнках  $ZrO_2(Y)$  с НЧ Au с целью дальнейшего изучения деталей механизма ФП в указанных системах.

## Экспериментальная часть

Плёнки  $ZrO_2(Y)$  (концентрация Y  $\sim 12\%$  мол.) толщиной  $\approx 40$  нм со встроенными однослойными массивами НЧ Au были получены методом послойного магнетронного осаждения структур  $ZrO_2(Y)(20 \text{ нм})/Au(0,5^\circ-2 \text{ нм})/ZrO_2(Y)(20 \text{ нм})$  с последующим отжигом в атмосфере Ar (300°C, 1 час) на кварцевых подложках с предварительно сформированными методом фотолитографии встречно-штыревыми электродами Au(40 нм)/Cr(10 нм). Методика формирования плёнок, а также результаты исследований их структуры и оптических

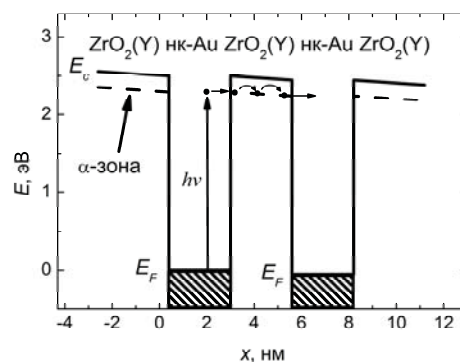


Рис. 1. Зонная диаграмма НЧ Au в плёнке  $ZrO_2(Y)$  во внешнем электрическом поле.  $h\nu$  – энергия фотона.

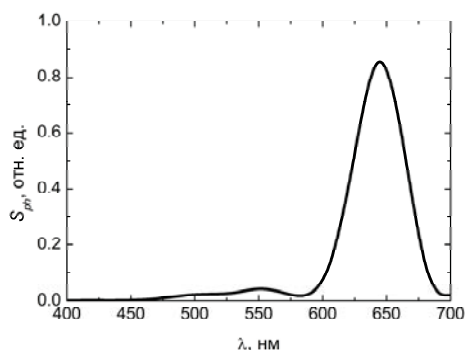


Рис. 2. Спектр ФП (300К) плёнки  $ZrO_2(Y)$  с НЧ Au.

ФП измерялась при модулированном фотовозбуждении (частота модуляции  $10^0$ – $320$  Гц) с синхронным детектированием. Температурные и полевые зависимости ФП измерялись при возбуждении полупроводниковым лазером мощностью 1 Вт с длиной волны излучения 660 нм. Спектры ФП измерялись при помощи Хе лампы мощностью 500 Вт с набором светофильтров. Спектры фототока  $I_{ph}(\lambda)$  нормировались на спектр интенсивности фотовозбуждения  $L(\lambda)$ , получая, тем самым, спектр фоточувствительности (ФЧ)  $S_{ph}(\lambda) = I_{ph}(\lambda)/L(\lambda)$ .

## Результаты и их обсуждение

В спектрах ФЧ плёнок  $ZrO_2(Y)$  с НЧ Au (рис. 2) наблюдался пик с максимумом на длине волны  $\lambda \approx 660$  нм, соответствующей пику коллективного плазмонного резонанса в спектрах оптического поглощения плёнок  $ZrO_2(Y)$  с плотными массивами НЧ Au [4]. Это подтверждает, что ФП на длине волны  $\lambda \approx 660$  нм, наблюдаемая в плёнках  $ZrO_2(Y)$  с НЧ Au [3], связана с коллективными плазмонными возбуждениями в НЧ Au. Следует подчеркнуть, что наличие плазмонного пика в спектре ФЧ связано с существенным усилением взаимодействия фотонов возбуждающего излучения с электронами в НЧ Au в условиях плазмонного резонанса.

Температурная зависимость ФП при фотовозбуждении на длине волны ПР  $\lambda_{PR} = 660$  нм вблизи 300 К подчиняется закону Мота (рис. 3), так же, как и темновая проводимость. С другой стороны, зависимость ФП от напряжения между встреченостыревыми электродами  $U$  была линейной в диапазоне  $U = 0 - 10$  В, так же, как и темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов. Всё вышеуказанное свидетельствует, что перенос фотовозбуждённых электронов по  $\alpha$ -зоне в матрице  $ZrO_2(Y)$  между НЧ Au происходит по прыжковому (мотовскому) механизму.

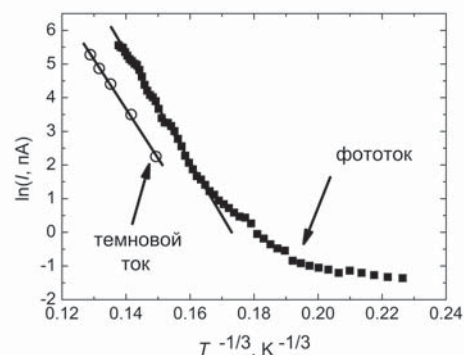


Рис. 3. Температурные зависимости фототока и темнового тока для плёнки  $ZrO_2(Y)$  с НЧ Au.  $U = 10$  В.

Вблизи 77 К ФП не зависела от температуры (рис. 3). В данном случае, болометрический эффект отсутствует, ввиду малости значений темновой проводимости  $ZrO_2(Y)$  при низких температурах. Таким образом, ФП в области температур вблизи 77 К может быть связана исключительно с фотовозбуждением электронов в условиях плазмонного резонанса с уровня Ферми в НЧ Au в вакансионную  $\alpha$ -зону в матрице  $ZrO_2(Y)$  с последующим транспортом электронов между НЧ по  $\alpha$ -зоне во внешнем электрическом поле (рис. 1).

## Заключение

Результаты настоящей работы показывают, что ФП плёнок  $ZrO_2(Y)$  с встроенными плотными массивами НЧ Au обусловлена, преимущественно, оптическим возбуждением коллективных плазмонных колебаний в массивах НЧ Au. При температурах, близких к комнатной, перенос фотовозбуждённых носителей по  $\alpha$ -зоне в матрице  $ZrO_2(Y)$  между НЧ Au происходит по прыжковому (мотовскому) механизму. Вблизи 77 К ФП обусловлена фотовозбуждением электронов с уровня Ферми в НЧ Au в вакансионную  $\alpha$ -зону в матрице  $ZrO_2(Y)$  и транспортом электронов между НЧ по  $\alpha$ -зоне.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания №16.7864.2017/БЧ.*

## Литература

1. O. Hess et al. // Nature Mater., V. 11, 573 (2012).
2. P. Banerjee et al. // ACS Nano, V. 4, 1019 (2010).
3. D.A. Liskin et al. // J. Phys.: Conference Series (2017) (in press).
4. О.Н. Горшков и др. // Письма в ЖТФ, Т. 42(1), 72 (2016).

# Разработка и изготовление источников терагерцового излучения на основе многослойных GaAs/AlGaAs гетероструктур

Р.А. Хабибуллин<sup>1\*</sup>, Н.В. Щаврук<sup>1</sup>, Д.С. Пономарев<sup>1</sup>, В.А. Гергель<sup>2</sup>, В.В. Павловский<sup>2</sup>, С.А. Никитов<sup>2</sup>, А.Е. Жуков<sup>3</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>3</sup>, К.В. Маремьянин<sup>4</sup>, В.И. Гавриленко<sup>4</sup>

1 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

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

3 Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8, Санкт-Петербург, 194021.

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

\*khabibullin@isvch.ru

*Впервые продемонстрированы полностью изготовленные в России квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона частот с двойным металлическим волноводом на основе туннельно-связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs. Экспериментально показана возможность генерации микросекундных импульсов электромагнитного излучения в ТГц диапазоне на основе термоинжекционной неустойчивости в гетероструктурах с туннельно не связанными потенциальными ямами GaAs/AlGaAs.*

## Введение

В работе продемонстрирована возможность создания компактных твердотельных ТГц источников на основе многослойных GaAs/AlGaAs гетероструктур для случая сильно связанных квантовых ям (КЯ) и не связанных потенциальных ям. В первом случае, генерация осуществляется за счет вынужденных переходов электронов между уровнями размерного квантования КЯ, образующих при приложении внешнего электрического поля усилительный каскад. Во втором случае, за счет термоинжекционной неустойчивости, когда джоулев разогрев электронов стимулирует термоинжекцию через энергетические барьеры потенциальных ям, появляется возможность раскачивать электромагнитные колебания в соответствующем резонаторе.

## Результаты и обсуждения

Для создания ТГц квантово-каскадного лазера методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) были выращены многослойные GaAs/AlGaAs гетероструктуры на основе каскада, состоящего из трех КЯ [1]. Постростовая обработка гетероструктур для создания ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом включала термокомпрессионное соединения на основе Au-Au с подложкой n+-GaAs, механическую шлифовку и селективное жидкостное травление подложки GaAs, сухое травление гребневых лазерных мезаполосков [2]. На основе исследований зависимости положения электронных

уровней от приложенного электрического поля (рис. 1, а) было рассчитано, что выравнивание “нижнего” уровня инжектора и “верхнего” лазерного уровня (порог генерации) ожидается при приложении напряжения к контактам ~ 12–13 В.

На рис. 1, б показано качество сколотого торца ТГц ККЛ смонтированного на медном теплоотводе. На рис. 1, в представлены ВАХ и зависимости интенсивности интегрального излучения от тока для исследуемого ТГц ККЛ. Наличие платообразных участков на ВАХ (0,32–0,42 А) связано с образованием доменов электрического поля внутри лазерной структуры. Далее ВАХ претерпевает резкий излом, свидетельствующий о приближении “нижнего” уровня инжектора к “верхнему” рабочему лазерному уровню, что способствует эффективно туннелированию электронов и быстрому росту тока через структуру. На зависимости интегральной интенсивности от тока видно, что излом на ВАХ при токе 0,42 А (280 А/см<sup>2</sup>) соответствует началу резкого роста интенсивности излучения, что является признаком возникновения в структуре стимулированного излучения.

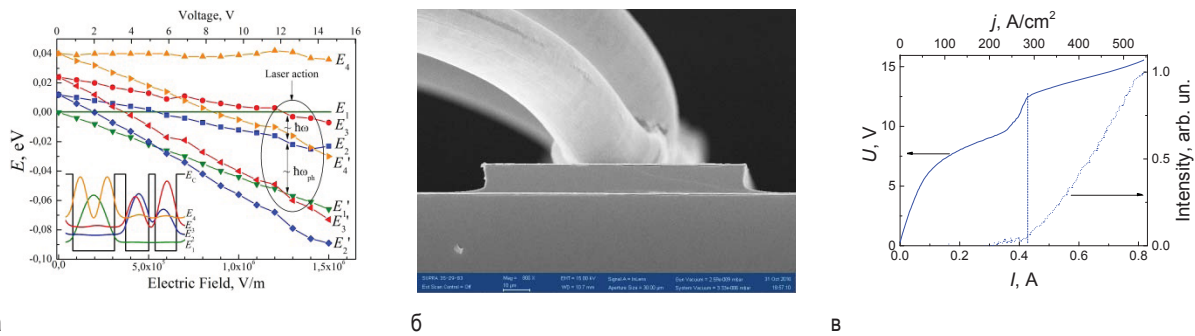
Для создания ТГц источника на основе термоинжекционной неустойчивости методом МЛЭ были выращены девятибарьерные гетероструктуры AlGaAs/GaAs [4]. После эпитаксии на пластине методом жидкостного травления формировались меза-столбики диаметром 20 мкм. Глубина соответствующего травления достигала нижнего контактного слоя GaAs. Далее, в центре мезостолбика

формировалась омическая контактная площадка и, одновременно такая же омическая кольцевая площадка на низкоомном GaAs подслое. После этого на структуру наносился первый слой металлизации, который затем покрывался изолирующим слоем SiO<sub>2</sub>. После вскрытия соответствующих окон, в диэлектрике наносился второй слой металлизации, в котором соответствующей фотолитографией формировалась резонансная антенная структура, топология которой представляла собой два полуволновых отрезка полосковых линий той же ширины, соединенных между собой и с активным меза-столбиком более узкими четвертьволновыми шлейфами.

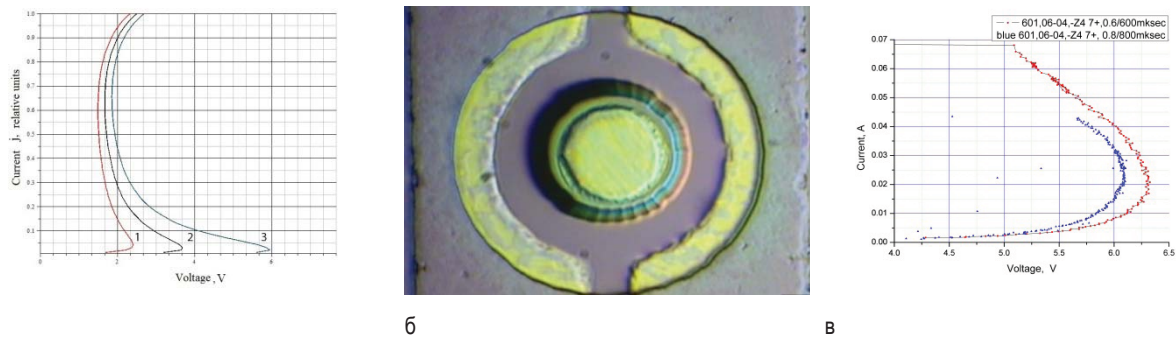
На рис. 2, а методом математического моделирования на основе уравнения энергетического баланса рассчитаны ВАХ девятибарьерные гетероструктуры AlGaAs/GaAs с разным составом алюминия.

На рис. 2, б показана фотография активного элемента после постростовой обработки. Измерения квазистатических ВАХ активных элементов проводилось с использованием импульсов с длительностью 10<sup>-6</sup> с. Наблюдаемую S-образность ВАХ с ярко выраженной областью отрицательного дифференциального сопротивления мы связываем с термоинжекционной неустойчивостью, когда джоулев разогрев электронов стимулирует термоинжекцию через энергетические барьеры.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента № МК-6081.2016.8 и проекта Министерства образования и науки России, Соглашение № 14.607.21.0141 от 27 октября 2015 года (уникальный идентификационный номер проекта RFMEFI60715X0141).*



**Рис. 1.** (а) Зависимость взаимного положения электронных уровней энергии в двух соседних каскадах гетероструктуры ТГц ККЛ от приложенного электрического поля, (б) РЭМ снимок сколотого торца ТГц ККЛ, (в) ВАХ (сплошная линия) и зависимости интенсивности излучения от тока (точечная линия) исследуемого ТГц ККЛ.



**Рис. 2.** (а) Рассчитанная ВАХ активного элемента, (б) фотография активного элемента, (в) измеренная ВАХ активного элемента.

### Литература

1. А.Е. Жуков, Г.Э. Цырлин, Р.Р. Резник и др. // ФТП, том 50, вып. 5, 674 (2016).
2. Р.А. Хабибуллин, Н.В. Щаврук, А.Ю. Павлов и др. // ФТП, том 50, вып. 10, 1395 (2016).

3. Р.А. Хабибуллин, Н.В. Щаврук, А.Н. Клочков и др. // ФТП, том 51, вып. 4, 540 (2017).
4. S.A. Nikitov, P.P. Maltsev, V.A. Gergel et al. // Proc. SPIE, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, vol. 10224, 2016, p. 102240X.

# Электронная проводимость планарных InAs нанопроволок, выращенных на Si

С.В. Хазанова<sup>1,\*</sup>, В.Е. Дегтярев<sup>1</sup>, Н.В. Демарина<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, 603950 Нижний Новгород

<sup>2</sup> Институт П. Грюнберга - 2, Научно-исследовательский центр г. Юлих, Германия

\*khazanova@phys.unn.ru

В данной работе с помощью согласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона на двумерной сетке проведён численный расчет энергетического спектра и концентрации электронов в i-InAs-нанопроволоках с треугольным поперечным сечением разного размера. В структурах наблюдается неоднородное распределение по поперечному сечению с более высокой локализацией электронов в углах сечения. Изменение размеров нанопроволоки оказывает заметное влияние на характер электронной проводимости структуры.

## Введение

Интеграция полупроводников типа  $A^{III}B^V$ , в частности, InAs в кремниевую технологию несет в себе уникальные возможности для создания новых оптоэлектронных приборов благодаря прямозонности электронной структуры и высокой подвижности носителей заряда в InAs. В сравнении с вертикально выращенными нанопроволоками, планарно расположенные наноструктуры должны обладать более качественными рабочими характеристиками, так как нет необходимости их переноса на другую подложку и не требуется сложной обработки вертикальных контактов. Одной из сложностей роста протяженных планарных структур InAs на Si является большая разница постоянных кристаллической решетки этих двух полупроводников. Ранее было показано [1], что рост нанопроволок, т.е. узких тонких слоев InAs на кремнии, позволяет создавать ненапряженные структуры с низким числом дефектов и контролируемыми свойствами. Характер проводимости данных структур при этом исследован недостаточно. Таким образом, теоретический расчёт энергетического спектра электронов в нанопроволоках позволяет исследовать влияние технологических и геометрических параметров структуры на распределение электронов внутри нанопроволоки.

## Модель расчета

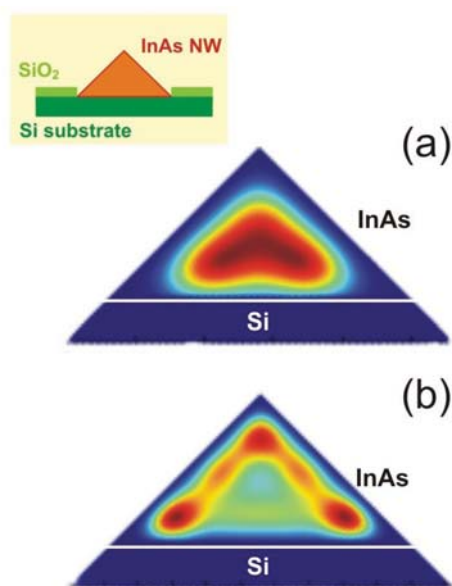
В нашей работе представляется теоретический анализ электронной проводимости планарных нанопроволок на основе InAs, выращенных на кремниевой подложке. Согласно экспериментальным данным [1], поперечное сечение нанопроволок имеет форму, близкую к треугольной (рис. 1, вставка). Определение электронной концентрации требует

расчета зонной диаграммы нанопроволок, который осуществлялся путем самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера на плоскости. При этом область решения уравнений включает в себя InAs нанопроволоку и часть кремниевой подложки. Уравнение Шредингера решалось для огибающей волновой функции в приближении эффективной массы с использованием нулевых граничных условий для волновой функции. При решении уравнения Пуассона предполагалось, что благодаря высокой плотности поверхностных состояний, уровень Ферми на свободной поверхности нанопроволоки расположен в зоне проводимости InAs около 160 мэВ выше ее дна [2]. Разрыв зоны проводимости на границе между Si и InAs задавался равным 0,85 эВ. Так как подложка имеет высокое сопротивление, можно считать, что уровень Ферми близок к середине запрещенной зоны на границе Si. При решении уравнений используется двумерная пространственная дискретизация с квадратной ячейкой.

Для данной структуры рассчитаны электронная зонная структура, пространственное распределение электронной концентрации в нанопроволоках с длиной основания треугольника, меняющейся в диапазоне 30 – 90 нм, и легированием n-типа с концентрацией донорной примеси  $10^{15} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$  для температур  $T = 10 \text{ К}$  и  $300 \text{ К}$ .

## Результаты расчетов

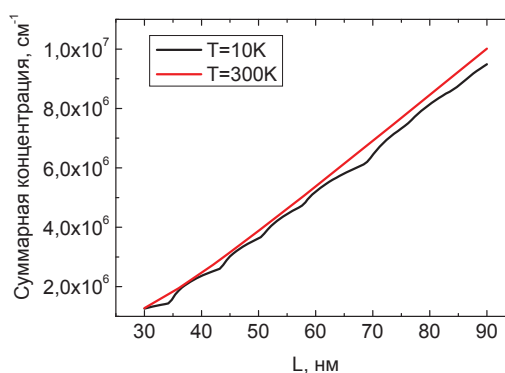
Энергетический спектр, а, следовательно, концентрация носителей определяется изгибом зон, вызванных наличием поверхностных состояний на открытых сторонах структуры, а также потенциалом, образующимся на границе с Si. Нанопроволоки с размером основания меньше 25 нм полностью обеднены при температуре 10 К.



**Рис. 1.** Двумерное распределение концентрации электронов в структуре треугольного сечения с длиной основания  $L = 50$  нм (а) и  $83$  нм (б) при  $T = 10$  К; вставка: схематическое изображение поперечного сечения нанопроволоки на Si (110) подложке.

Благодаря донорному характеру поверхностных состояний, даже в отсутствие легирования нанопроволоки с длиной стороны свыше  $30$  нм имеют электронную проводимость с носителями, населяющими только нанопроволоку и не проникающими в подложку. В нанопроволоках с длиной основания  $\sim 30 - 40$  нм носители локализованы вблизи геометрического центра структуры (рис. 1 а.). С увеличением размера большую роль начинают играть поверхностные состояния на свободных границах. Наличие положительного заряда поверхностных состояний приводит к изгибу зоны проводимости вниз, распределение электронов по поперечному сечению становится более неоднородным и имеет более высокую электронную концентрацию в углах структуры (рис. 1 б.). Неоднородность распределения растёт с увеличением поперечного размера структуры. Дополнительное легирование уменьшает неоднородность электрон-

ного распределения. Расчет зависимости средней концентрации электронов от размера основания показал (рис. 2), что при температуре  $10$  К зависимость одномерной концентрации электронов имеет ступенчатый характер, который обусловлен последовательным увеличением количества энергетических уровней, населённых электронами, следовательно, вносящих вклад в общую электронную концентрацию. Увеличение температуры решетки до  $300$  К сглаживает эту зависимость благодаря размытию распределения Ферми–Дирака.



**Рис. 2.** Зависимость средней суммарной концентрации электронов от размера основания структуры  $L$ .

## Выводы

Результаты расчетов распределения двумерной концентрации показывают, что начиная с некоторого размера в данных нанопроволоках возможно возникновение канальной проводимости. Кроме того, меняя уровень легирования подложки, можно оказывать влияние на степень локализации носителей в вершинах треугольного сечения.

## Литература

1. K. Sladek, F. Haas, M. Heidelmann et al. // Journal of Crystal Growth, **370**, 141–145 (2013).
2. C. Affentauschegg, H. Wieder // Semicon. Sci. Technol., **16**, 708 (2001).

# Релаксационные характеристики квантовых точек на базе топологических изоляторов как моделей кубитов

Д.В. Хомицкий\*, Е.А. Лаврухина, А.А. Чубанов, Н. Нжия

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

\*khomitsky@phys.unn.ru

Выполнен расчёт скорости релаксации энергии для квантовых точек различного размера, созданных магнитными барьерами на краю двумерного топологического изолятора на базе квантовой ямы HgTe/CdTe, при участии оптических и акустических фононов. Рассматривается релаксация как в дискретный, так и в непрерывный спектр. Полученные результаты свидетельствуют о существовании области параметров структур, обеспечивающей сравнительно медленную релаксацию, что говорит о перспективности данных объектов для создания новых типов кубитов.

## Введение

В последнее десятилетие наблюдается значительный интерес к наноструктурам на основе топологических изоляторов (ТИ). Для приложений ТИ в задачах обработки информации и квантовых вычислений необходимо разрабатывать компактные объекты на их базе, подобные квантовым точкам (КТ), которые могли бы выполнять роль кубитов. В последние годы было предложено несколько моделей таких КТ [1], сформированных на краю ТИ с помощью магнитных барьеров. В нашей недавней работе [2] мы развили ранее созданные модели КТ для более реалистичных условий проницаемых барьеров, формирующих мезоскопическую КТ со многими уровнями.

Для исследования вопроса о применимости таких объектов в качестве кубитов первостепенной является задача о релаксационных свойствах квантовых состояний, в том числе о релаксации энергии при участии фононов. В данной работе представлены результаты исследования скорости релаксации энергии для квантовых точек различного размера, созданных магнитными барьерами на краю двумерного ТИ на базе квантовой ямы HgTe/CdTe.

## Метод расчёта и результаты

Для описания краевых состояний в присутствии магнитных барьеров для одномерной КТ на краю двумерного ТИ на базе КЯ HgTe/CdTe нами был предложен гамильтониан, являющийся обобщением модели непроницаемых барьеров для случая барьеров конечной высоты и прозрачности [2]. Зависимость энергетических уровней в такой КТ с параллельными барьерами амплитуды  $M=20$  мэВ

от её ширины  $L$  показана на рис. 1. Видно, что при  $L < 70$  нм в КТ находятся лишь два дискретных уровня  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  по обе стороны от точки Дирака  $E=0$ , что позволяет рассматривать такую систему как модель кубита. Следует отметить, что, помимо уровней дискретного спектра, существуют и краевые состояния непрерывного спектра с энергиями  $|E| > M$ , в которые также могут происходить переходы из дискретного спектра с участием фононов.

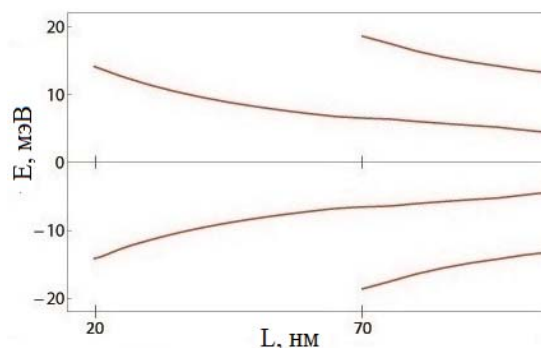


Рис. 1. Зависимость уровней энергии от ширины  $L$  КТ.

Релаксация энергии вычисляется нами в приближении деформационного потенциала (DO) для оптических (LO) и акустических (LA) фононов, а для переходов между состояниями дискретного спектра учитываются также полярные оптические фононы (PO). Более эффективное испускание оптических фононов по сравнению с акустическими при низкой температуре для переходов  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$  обусловлено значительной щелью между уровнями в КТ при небольших параметрах её ширины  $L=40\dots 60$  нм, что отвечает энергии именно оптических фононов в HgTe. Скорость релаксации энергии  $\Gamma_{ij}$  между со-



стояниями  $|i\rangle$  и  $|j\rangle$  с энергиями  $E_i, E_j$  при переходах с участием фонона с волновым вектором  $(q_1, q_2, q_3)$  и энергией  $\hbar\omega_q$  определяется как [3]

$$\Gamma_{ij} = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{V d^3q}{(2\pi)^3} |M_{ij}^q|^2 \left( N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \delta(E_i - E_j \mp \hbar\omega_q), \quad (1)$$

где верхний знак отвечает испусканию, а нижний – поглощению фононов, описываемых распределением Планка  $N_q$ . Матричный элемент деформационного потенциала для оптических (LO) и акустических (LA) фононов вычисляется как [3]

$$LO: |M_{ij}^q|^2 = \frac{\hbar a C_{op}^2}{V 2M\omega_s} \left| \langle i | e^{iqr} | j \rangle \right|^2 \quad (2)$$

и

$$LA: |M_{ij}^q|^2 = \frac{\hbar a^3 C_{ac}^2}{V 2M\omega_q} \left| \langle i | q e^{iqr} | j \rangle \right|^2. \quad (3)$$

Здесь  $a=0.646$  нм есть постоянная решётки в HgTe,  $V$  – объём кристалла,  $M$  – приведённая масса атомов в элементарной ячейке,  $\omega_s$  или  $\omega_q$  есть частота оптического фонона при  $q=0$  или частота акустических фононов. Константы деформационного потенциала для ТИ на базе КЯ HgTe/CdTe к настоящему времени точно не определены. Мы использовали модель спектра фононов и значения констант для объёмного HgTe [4]:  $C_{op}=20$  эВ и  $C_{ac}=5$  эВ. Результаты для скорости релаксации энергии показаны на рис. 2 для низкой температуры  $T=4$  К (переходы только с испусканием фононов), и на рис.3 для  $T=77$  К. Повышение температуры не оказывает существенного влияния на релаксацию  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ , но открывает дополнительные каналы релаксации между дискретными уровнями  $|1\rangle, |2\rangle$  и состояниями непрерывного спектра на краю ТИ (Edge), и в объёме (Bulk) с участием оптических фононов (LO), а также, для  $L=40\dots45$  нм, и с участием акустических фононов (LA).

Минимальная скорость релаксации достигается при низких температурах (рис. 2), и составляет около  $10^9\dots10^{10}$  сек<sup>-1</sup>. При дальнейшем уменьшении  $L<45$  нм при  $T=4$  К релаксация на LO становится неэффективной, поскольку  $E_2-E_1$  становится больше максимальной энергии фононов. Полученные результаты свидетельствуют о существовании области  $L<45$  нм, обеспечивающей более медленную релаксацию, что говорит о перспективности данных объектов для создания новых типов кубитов.

Авторы выражают признательность А.М. Сатанину, В.А. Бурдову и А.А. Конакову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-57-51045-НИФ\_а и Госзадания Минобрнауки РФ 3.3026.2017/ПЧ.

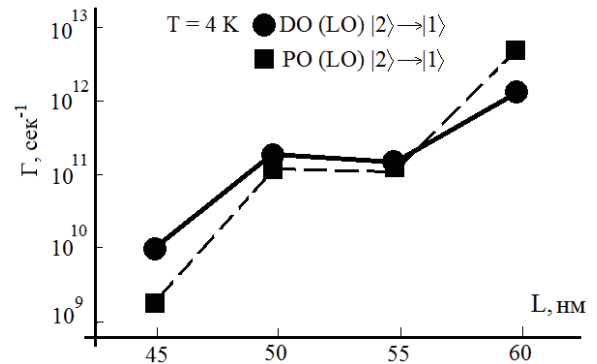


Рис. 2. Скорость релаксации между уровнями дискретного спектра  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$  для температуры  $T=4$  К.

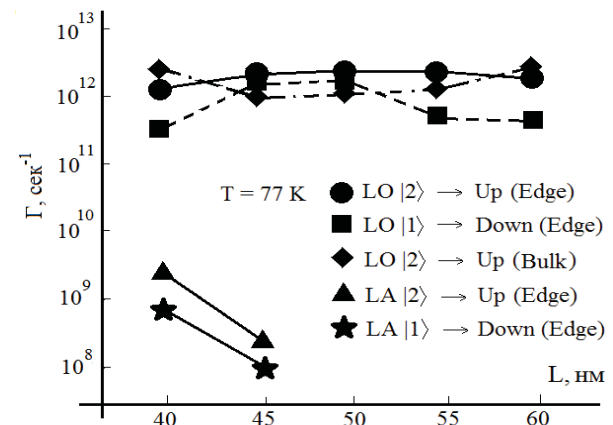


Рис. 3. Скорость релаксации между состояниями дискретного и непрерывного спектров для  $T=77$  К.

### Литература

1. C. Timm // Physical Review B, V.86, 155456 (2012); G. Dolcetto, N. Traverso Ziani, M. Biggio *et al* // Physical Review B, V. 87, 235423 (2013).
2. D.V. Khomitsky, A.A. Chubunov, A.A. Konakov // ЖЭТФ, т. 150, вып. 6, с. 1200 (2016).
3. В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 352 с.
4. S. Radescu, A. Mujica, R.J. Needs // Physical Review B, V.80, 144110 (2009); K. Saha, I. Garate // Physical Review B, V.89, 205103 (2014).

# Динамика релаксации неравновесных состояний дырок в р-германии при возбуждении среды излучением ЛСЭ

В.В. Цыпленков<sup>1,\*</sup>, В.Н. Шастин<sup>1</sup>, S.G. Pavlov<sup>3</sup>, N. Deßmann<sup>2</sup>, J.M. Klopff<sup>4</sup>, Н.-W. Hübers<sup>2,4</sup>

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

2 Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 15, 12489 Berlin, Germany

3 Institute of Optical Sensor Systems DLR, Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin, Germany

4 Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstr. 400, 01328 Dresden, Germany

\*Tsyplenkov1@yandex.ru

Проводится теоретический анализ процессов релаксации неравновесных состояний дырок в Ge:Ga и интерпретация результатов измерений релаксационной динамики методом пробного импульса (pump-probe), выполненных с использованием лазера на свободных электронах FELBE (HZDR). Рассмотрены процессы поглощения пробного излучения в валентной зоне на переходах между состояниями легких и тяжелых дырок, релаксация носителей в зоне, а так же захват возбужденных дырок ионизованными акцепторными центрами. Использованная теория захвата носителей, развитая В.Н. Абакумовым, В.И. Перелем и И.Н. Ясевич, объясняет полученное экспериментально ограничение на быстродействие германиевых детекторов при умеренных концентрациях легирования ( $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Рассчитана динамика релаксации возбужденных носителей при разных мощностях возбуждения среды (мощностях импульса излучения ЛСЭ). Результаты расчетов хорошо согласуются с результатами измерений динамики релаксации методом pump-probe.

## Введение

Работа направлена на исследование скоростей безызлучательной релаксации оптически возбуждаемых носителей заряда и создание быстродействующих детекторов электромагнитного излучения в ИК и дальнем ИК диапазонах на основе объемного кристаллического германия, легированного мелкими акцепторами. Проводится теоретическое рассмотрение релаксационных процессов неравновесных состояний дырок при возбуждении системы пикосекундными импульсами излучения ЛСЭ с целью интерпретации результатов измерений времени их релаксации методом пробного импульса.

## Экспериментальные результаты

Эксперимент проводился на pump-probe установке с использованием ЛСЭ FELBE в центре HZDR [1]. Образец охлаждался до температуры жидкого гелия, частота накачивающего и пробного импульсов – 105 мкм, что соответствует переходу и основного состояния акцепторных центров Ga в дно валентной зоны. Pump-probe сигнал (pps), зависимость мощности проходящего через образец пробного импульса (probe) от времени его задержки относительно накачивающего импульса (pump), аппроксимировалась биэкспоненциальной кривой (ф1),

$$pps = A_1 e^{-t/\tau_1} + A_2 e^{-t/\tau_2} \quad (\text{ф1})$$

а показатели экспонент  $\tau_1$  и  $\tau_2$  связывались со временами различных релаксационных процессов в среде. Зависимость этих времен, а так же множителей при экспонентах  $A_1$  и  $A_2$ , от мощности возбуждения (pump импульса) показана на рис. 1.

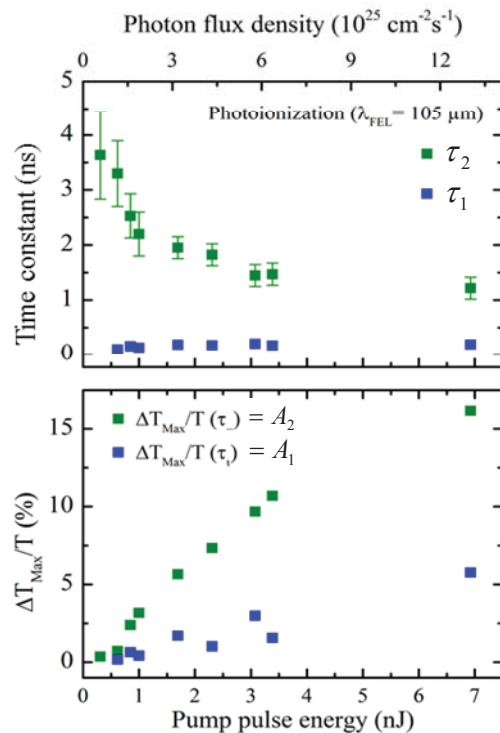
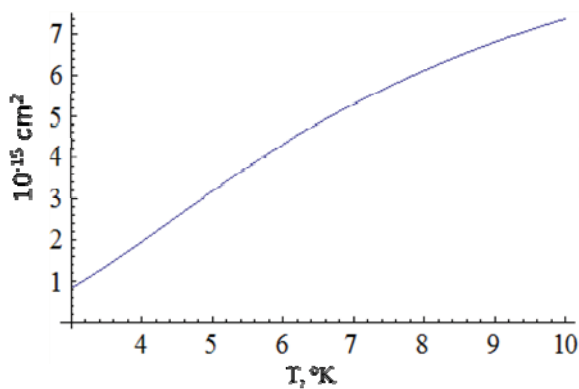


Рис. 1. Зависимость  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $A_1$ ,  $A_2$  от мощности pump импульса.

## Теория

Биекспоненциальная зависимость  $\rho_{ps}$  объясняется в рамках используемой модели тем, что в среде имеется два типа поглощения излучения ЛСЭ: поглощение на переходе из основного состояния акцептора Ga в валентную зону ( $\sigma_1 = 8 \times 10^{-15} \text{ см}^{-2}$ ) и поглощение свободными носителями на переходах между подзонами легких и тяжелых дырок. Внутрizonное поглощение рассчитывалось в рамках подхода развитого Ребане [1]. Сечение такого поглощения  $\sigma_2$  зависит от температуры дырочного газа (рис. 2) и согласно расчетам имеет тот же порядок величины, что и  $\sigma_1$ .



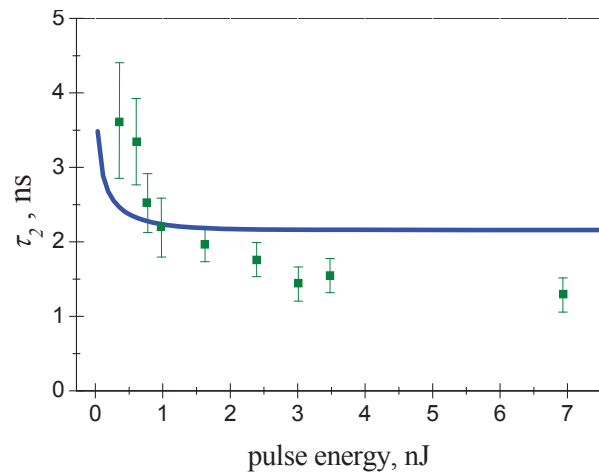
**Рис. 2.** Сечение поглощения на межподзонных переходах в валентной зоне Ge в зависимости от температуры дырочного газа.

Релаксация носителей в зоне определяется в основном переходами внутри подзоны тяжелых дырок с излучением акустических фононов. Время такой релаксации согласно оценкам порядка 200–300 пкс, что соответствует времени  $\tau_1$ . Релаксация внутри подзоны легких дырок незначительна, т.к. существует процесс рассеяния легких дырок с переходов в подзону тяжелых при рассеянии на ионизованных атомах примеси. Темп такого рассеяния порядка  $2 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Обратный процесс менее вероятен из-за различия плотностей состояний в подзонах.

Время  $\tau_2$  объясняется захватом носителей ионизованными акцепторными центрами. Оценка  $\tau_2$  делалась в рамках теории, развитой В.Н. Абакумовым, В.И. Перелем и И.Н. Ясиевич [2]. Зависимость этого времени от концентрации ионизованных атомов галлия хорошо согласуется с зависимостью коэффициента  $A_2$  от мощности накачки, т.к. мощность накачки (pump импульса) определяет концентрацию ионизованных акцепторных центров.

На рис. 3 представлена рассчитанная зависимость  $\tau_2$  от мощности возбуждения.

На основе вычисленных релаксационных времен была рассчитана динамика населенностей различных уровней, соответствующих неравновесным состояниям дырок в Ge:Ga, при различных мощностях возбуждения среды. В качестве таких уровней были выбраны: основное состояние акцептора галлия, дно валентной зоны и условный уровень в валентной зоне с энергией, соответствующей кванту накачки ( $\lambda=105 \text{ мкм}$ ). Форма импульса накачки аппроксимировалась гауссовой кривой с шириной, соответствующей длительности pump импульса ( $\sim 10 \text{ пкс}$ ). В результате рассчитанная динамика населенности основного состояния акцептора Ga хорошо согласуется с формой pump-probe сигналов.



**Рис. 3.** Рассчитанная зависимость  $\tau_2$  от мощности pump импульса, при концентрации примеси  $- 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

*Работа выполнена в рамках международного проекта при поддержке Минобрнауки РФ (соглашение № 14.616.21.0008, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61614X0008), немецкая часть этого проекта: VMBF (InTerFELProject, No. 05K2014).*

## Литература

1. N. Deßmann, S.G. Pavlov, A. Pohl et al. //Appl. Phys. Lett., V. 106, 171109 (2015).
2. Ю.Т. Ребане // ФТП, т. 14, в. 2, с. 289 (1980).
3. V.N. Abakumov, V.I. Perel', I.N. Yassievish // Sov. Phys. JETP, V. 45(2), 354 (1977).

# Исследования конденсата поляритонов в микрорезонаторных микростолбиках в сильных магнитных полях

А.В. Черненко<sup>1</sup>, А.С. Бричкин<sup>1</sup>, С.И. Новиков<sup>1</sup>, К. Шнайдер<sup>2</sup>, С. Хёфлинг<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. АкадемикаОсипьяна, 2, Черноголовка, 142432

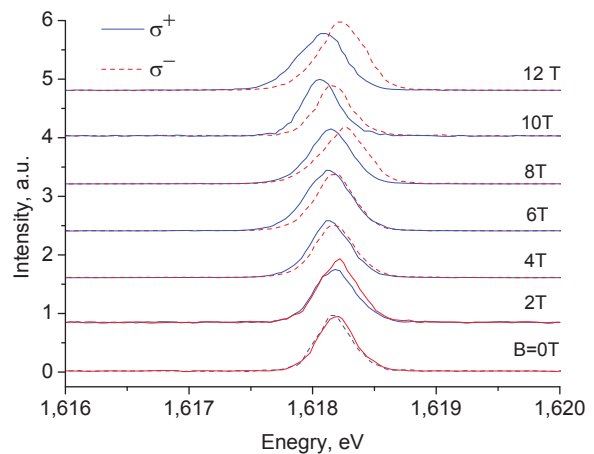
<sup>2</sup> TechnischePhysik, Wilhelm Conrad Roentgen Research Center for Complex Material Systems,

Universität Wuerzburg, Am Hubland, D-97074 Wuerzburg, Germany

Исследована фотолюминесценция неравновесного конденсата поляритонов в микростолбиках цилиндрической и прямоугольной форм, вытравленных на поверхности высокодобротного микрорезонатора на основе GaAs в широком диапазоне расстроек от  $\delta = -8$  до  $+2$  мэВ в магнитном поле до 12 Т, температуре  $T = 2$  К и различных уровнях оптической накачки. Резонансное возбуждение создаёт значительную плотность экситонов в резервуаре, так что можно было бы ожидать существенного влияния экситон-поляритонного взаимодействия, которое зависит от плотности накачки, на величину зеемановского расщепления, вплоть до смены его знака. Однако измерения продемонстрировали лишь незначительное изменение зеемановского расщепления в магнитном поле 12 Тл при максимальном доступном уровне накачки. Это означает, что влияние поляритонно-экситонного взаимодействия несущественно. Полученные данные позволили оценить плотность экситонов в резервуаре в предположении, что равновесие в системе фотовозбужденных поляритонов успеет установиться. Она оказывается низкой, менее  $10^9 \text{ см}^{-2}$ , тогда как оценка плотности поляритонов, полученная из этих данных даёт величину не превышающую  $10^{10} \text{ см}^{-2}$ . В отличие от цилиндрических микростолбиков, ФЛ прямоугольных микростолбиков демонстрирует заметно меньшее зеемановское расщепление и отсутствие его зависимости от накачки, что связано с особенностями квантования поляритонных уровней в этом случае.

## Введение

В одной из недавних работ [1] было высказано предположение, что взаимодействие поляритонов с экситонами резервуара может существенно влиять на величину расщепления спиновых подуровней конденсата поляритонов в магнитном поле и приводить к сильной зависимости расщепления спиновых подуровней от мощности нерезонансного лазерного возбуждения, что даёт альтернативное объяснение изменению знака зеемановского расщепления конденсата, наблюдаемого ранее в [2]. Согласно работе [2], этот эффект является результатом отсутствия равновесия между спиновыми подуровнями конденсата поляритонов. В работе [1] было предположено, что изменение знака зеемановского расщепления является результатом сильного экситон-поляритонного взаимодействия. Для того чтобы проверить эту гипотезу, измерялась фотолюминесценция конденсата поляритонов в микростолбиках (МС) цилиндрической и прямоугольной форм при различных уровнях нерезонансной оптической накачки наносекундными импульсами в сильном магнитном поле.



**Рис. 1.** Спектры фотолюминесценции одиночного цилиндрического МС диаметром  $d=10$  мкм в магнитных полях до 0-12 Тл в циркулярной поляризации при расстройке между уровнем энергиями экситона в ямах  $E_x$  и энергией оптической моды резонатора  $E_c$  резонатора  $\delta=E_x-E_c=-8$  мэВ и мощности накачки  $P=300$  мкВт.

## Эксперимент

Образец, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии, состоит из четырех 7-нм GaAs квантовых ям, разделенных 4-нм AlAs барьерами, которые помещены в центр  $\lambda/2$  AlAs микрорезонатора. Верхнее(нижнее) зеркало собраны из 32(36) AlAs/Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As пар. Добротность плоского микрорезонатора  $Q \approx 7000$  и расщепление Раби  $\Omega_0 = 10.5$  мэВ, соответственно. Исследованные МС имели форму цилиндров размерами  $d = 10\text{--}20$  мкм и прямоугольников с размерами  $7 \times 15$  мкм.

Для магнитооптических измерений образец помещался в камеру со сверхтекучим гелием, находящуюся в оптическом криостате со сверхпроводящим соленоидом, позволяющим получать магнитные поля до 12 Тл. Образец возбуждался импульсным лазером с длиной волны 532 нм, луч которого фокусировался в пятно диаметром  $\sim 50$  мкм. Длительность импульсов лазера была 7 нс при частоте повторения 5 кГц. Лазер возбуждал неравновесные экситоны в активной области МР в широком диапазоне плотностей возбуждения  $P = 40 \text{ кВт/см}^2 \text{--} 10 \text{ МВт/см}^2$ . Для анализа и регистрации спектров сигнал ФЛ пропусклся через монохроматор и детектировался охлаждаемой жидким азотом ПЗС матрицей.

Эти измерения выявили незначительное уменьшение величины зеемановского расщепления с ростом накачки, не превышающее 15% в поле 12 Тл. Вместе с тем не было зафиксировано изменения степени циркулярной поляризации от накачки. Оценка, полученная из этих данных показывает, что плотность экситонов в резервуаре не превышает  $10^8 \text{ см}^{-2}$ . Экспериментальные данные также позволяют оценить плотность поляритонов в конденсате, которая оказывается не выше  $10^9 \text{ см}^{-2}$  [4], что довольно близко к ранее полученным оценкам [3].

Слабая зависимость зеемановского расщепления от накачки связана, с первую очередь, с длинными по сравнению со временами жизни поляритонов временами спиновой релаксации между спиновыми уровнями конденсата и, возможно, с тем, что эффективная температура экситонов и поляритонов выше температуры гелиевого резервуара.

В работе [5], где конденсат поляритонов наблюдался при возбуждении планарного МР с помощью лазера, аналогичного используемому в данной работе, было найдено, что энергетическое распределение поляритонов при накачке выше критической

ближе всего к Бозе-Эйнштейновскому при эффективной температуре  $T \approx 25$  К. В этом случае плотность экситонов будет на порядок больше полученной выше.

В отличие от цилиндрических МС, где в спектре ФЛ при  $B=0$  Тл наблюдается единственная линейно поляризованная линия (см. Рис.1), спектр ФЛ прямоугольных МС состоит из двух линий сравнимой интенсивности, взаимно перпендикулярно линейно поляризованных. Степень линейной поляризации линий превышает 90%. Оценки показывают, что эти линии принадлежат разным уровням размерного квантования поляритонов в прямоугольном МС, что существенно отличает ФЛ прямоугольных МС от таковой в цилиндрических МС. В отличие от цилиндрических МС, где линейная поляризация ФЛ пропадает при  $B > 2$  Тл, в прямоугольных МС ФЛ эллиптически поляризована вплоть до 12 Тл. Степень циркулярной поляризации ФЛ медленно растёт с полем. В прямоугольных МС изменения величины зеемановского расщепления в сильных магнитных полях не было обнаружено даже при самых интенсивных накачках.

В дополнение к этим результатам, было зафиксировано заметное, полуторакратное уменьшение порога конденсации поляритонов с ростом магнитного поля от 0 до 12 Тл. Наряду с ростом силы осциллятора поляритонов в магнитном поле, уменьшение порога конденсации является фактором, который приводит к наблюдаемому в эксперименте заметному росту интенсивности ФЛ с ростом магнитного поля. Уменьшение порога конденсации с ростом магнитного поля позволяет добиться конденсации в условиях, когда в отсутствие поля она не достигается.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ.*

## Литература

1. C. Sturm, D. Solnyshkov, O. Krebs et al. // Phys. Rev. B 91, 155130 (2015).
2. J. Fischer, S. Brodbeck, A.V. Chernenko et al. // Phys. Rev. Lett, 112, 093902(2014).
3. A.S. Brichkin, S.I. Novikov, A.V. Larionov, et al. // Phys. Rev. B 84, 195301 (2011).
4. А.С. Бричкин, С.И. Новиков, А.В. Черненко, К. Шнайдер, С. Хёфлин, принято к печати.
5. В.Д. Кулаковский, А.В. Ларионов, С.И. Новиков и др. Письма в ЖЭТФ, 92, 659(2010).

# Лазер-тиристор на системе материалов InGaAs/GaAs(InGaAsP)/InGaP

И.И. Чунин<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>1</sup>, С.М. Некоркин<sup>1</sup>, Н.В. Дикарева<sup>1</sup>, И.В. Самарцев<sup>1</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1</sup>

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

\*dnat@ro.ru

Экспериментально исследована InGaAs/GaAs(InGaAsP)/InGaP лазер-тиристорная гетероструктура, выращенная методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Напряжение переключения лазерных чип-тиристоров варьировалось от 1,6 В до 12,3 В в зависимости от напряжения, подаваемого между управляющим электродом и анодом. Максимально достигнутый непрерывный рабочий ток составил 4 А, управляющий ток не превышал 300 мА.

Перспективность лазер-тиристор не вызывает сомнений. Интеграция мощного быстродействующего ключа с эффективной лазерной гетероструктурой позволила показать возможность генерации оптических импульсов с амплитудой 28 Вт и длительностью 10-100 нс [1]. Показана высокая эффективность управления мощного лазер-тиристора, излучающего в спектральном диапазоне 890-910 нм [2]. Такие приборы были реализованы на основе системы материалов InGaAs/GaAs/AlGaAs. Настоящая работа посвящена разработке и исследованию InGaAs/GaAs(InGaAsP)/InGaP лазер-тиристорных гетероструктур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении.

## Исследуемые образцы

Катодная область выращенной структуры включала в себя подложку n-GaAs, слой n-GaAs (0,44 мкм) и широкозонный слой n-InGaP (0,47 мкм). Первая базовая область была сформирована p-GaAs (1,2 мкм) и i-GaAs (1,2 мкм). Вторая базовая область состояла n-GaAs (2,8 мкм) и широкозонного слоя n-InGaP (0,9 мкм), который одновременно являлся слоем оптического ограничения и эмиттером, инжектирующим электроны в лазерную часть. Волноводная область состояла из четырехкомпонентного слоя InGaAsP (1 мкм), в котором располагалась квантовая яма InGaAs (6 нм). Анодная область включала в себя контактный слой p-GaAs и широкозонный слой p-InGaP, последний одновременно являлся слоем оптического ограничения лазерной части и эмиттером, инжектирующим дырки в активную область лазера. Параметры эпитаксиальных слоев приведены в табл. 1.

На основе выращенной гетероструктуры были изготовлены лазерные чип-тиристоры с управляющим электродом. Чип-тиристоры имели полосковую конструкцию анода и управляющего электрода (рис. 1). Анодный электрод, как и в работе [1], формировал излучающую область лазерной части чип-тиристора. Для формирования управляющего электрода со стороны эпитаксиальных слоев вытравливалась меза-канавка до слоя n-GaAs второй базовой области. Вне полосковых контактов область структуры изолировалась методом имплантации ионов водорода. На катодную, анодную области и управляющий электрод были нанесены омические контакты методом электронно-лучевого испарения в вакууме.

Таблица 1. Параметры эпитаксиальных слоев.

№	Слой	Концентрация, см <sup>-3</sup>	Толщина,
1	подложка	~ 10 <sup>18</sup>	160
2	n-GaAs	~ 5×10 <sup>17</sup>	0,44
3	n-InGaP	~ 2×10 <sup>17</sup>	0,47
4	p-GaAs	~ (5×10 <sup>16</sup> ÷ 10 <sup>17</sup> )	1,2
5	I-GaAs		1,2
6	n-GaAs (VЭ)	~ 5×10 <sup>17</sup>	2,8
7	n-InGaP	~ 2×10 <sup>17</sup>	0,9
8	n-InGaAsP	~ 10 <sup>17</sup>	0,5
9	КЯ InGaAs		6 нм
10	p-InGaAsP	~ (5×10 <sup>16</sup> ÷ 10 <sup>17</sup> )	0,5
11	p-InGaP	~ (2 ÷ 4)×10 <sup>17</sup>	1,0
12	p+GaAs	~ 10 <sup>18</sup>	0,15

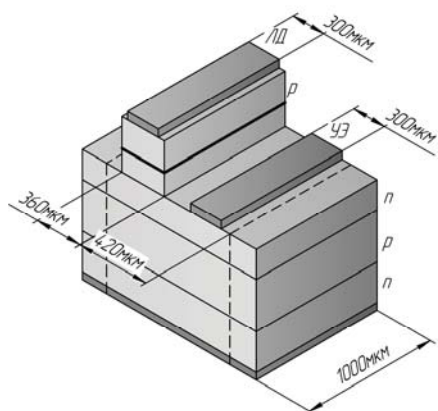


Рис. 1. Схематическое изображение лазер-тиристора с управляющим электродом (УЭ). ЛД – лазерный диод.

## Результаты и обсуждение

Для изучения спектров фотолюминесценции (ФЛ) лазер-тиристорных гетероструктур в качестве источника возбуждения использовался He-Ne лазер с мощностью излучения 50 мВт. На рис. 2 представлен спектр ФЛ выращенной структуры, измеренный при температуре 77 К. Анализ спектра ФЛ показал, что энергия основного перехода в квантовой яме составила 1,475 эВ. Пик с энергией 1,858 эВ соответствует InGaP. В спектре ФЛ виден отчетливый, достаточно узкий пик с энергией 1,626 эВ. Он соответствует четырехкомпонентному волноводному слою InGaAsP.

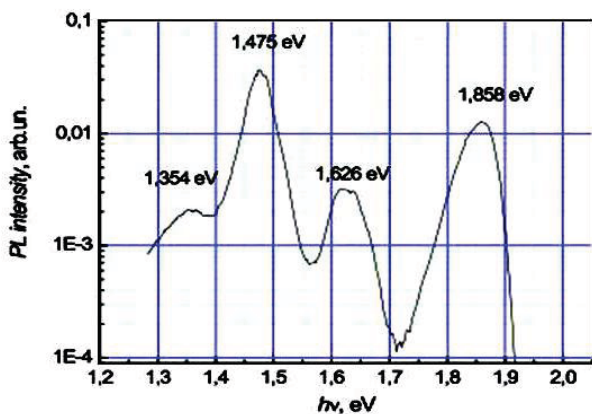


Рис. 2. Спектр ФЛ лазер-тиристорной структуры, измеренный при температуре 77 К.

На чип-тиристорах были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) в зависимости от напряжения, подаваемого между управляющим электродом и анодом (рис. 3).

Напряжение переключения варьировалось от 1,6 В до 12,3 В в зависимости от напряжения управления. Видно, что чем выше напряжение управления, тем меньше напряжение открытия тиристора. Максимально достигнутый постоянный ток в открытом состоянии составил 4 А, управляющий ток не превышал 300 мА. Порог генерации излучения тиристора при постоянном токе, вплоть до максимального его значения (4А), не был достигнут, наблюдалось спонтанное излучение с максимумом в диапазоне длин волн 870-880 нм. Для его достижения необходима дальнейшая оптимизация гетероструктуры и технологии постростровой обработки.

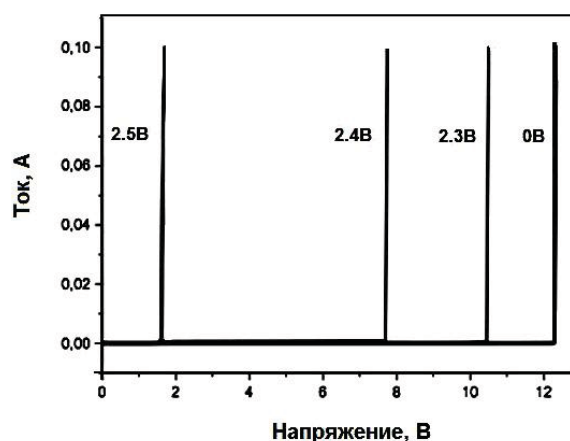


Рис. 3. Типичное семейство ВАХ лазер-тиристора в зависимости от величины напряжения управляющего сигнала.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность реализации лазер-тиристора на системе материалов InGaAs/GaAs(InGaAsP)/InGaP.

*Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики № СП-109.2016.*

## Литература

1. S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin et al. // Photonics Technol. Lett. IEEE, 2013, V. 25, № 17, P. 1664.
2. С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, В.В. Васильева и др. // ФТП, 2014, Т. 48, вып. 5, с. 716.

# Высокотемпературный отжиг полупроводниковых квантовых точек, сформированных в анионной (AlSb) и катионной (InAs) подрешетках AlAs

Т.С. Шамирзаев<sup>1,2,\*</sup>, В.Е. Никифоров<sup>2</sup>, Д.С. Абрамкин<sup>1</sup>, А.К. Бакаров<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

\* tim@isp.nsc.ru

Изучено влияние высокотемпературного отжига на взаимодиффузию атомов в гетероструктурах с КТ, сформированными в анионной (AlSb) и катионной (InAs) подрешетках AlAs. Показано, что степень перемешивания InAs и AlAs (AlSb и AlAs) в структурах определяется изменением вероятности образования вакансий элементов 3 (5) группы при изменении положения уровня Ферми.

## Введение

Высокотемпературный послеростовой отжиг (ВПО) гетероструктур широко используется для конструирования твердотельных электронных приборов. В последние годы эта технология применяется для модификации свойств полупроводниковых квантовых точек (КТ). В прямозонных КТ отжиг позволяет (1) изменять тонкую структуру экситонных состояний [1], (2) увеличивать эффективную ширину запрещенной зоны при одновременном уменьшении дисперсии энергетических состояний в ансамблях КТ [2]. С другой стороны, для непрямозонных КТ, (таких как, например, InAs/AlAs) ВПО позволяет управлять временем жизни экситона в диапазоне времен от десятков наносекунд до сотен микросекунд. [3]. Время жизни экситона в таких КТ определяется толщиной размытого (In,Al)As слоя на гетерогранице КТ/матрица, зависящей от температуры и времен отжига. В данной работе изучено влияние высокотемпературного послеростового отжига на перемешивание материалов в нелегированных, *n*- и *p*- легированных гетероструктурах с КТ, сформированными в анионной (AlSb) и катионной (InAs) подрешетках AlAs.

## Методика эксперимента

Структуры с InAs/AlAs (AlSb/AlAs) КТ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (001). Структуры содержали один слой КТ, между слоями AlAs толщиной 50 нм. Для защиты AlAs от окисления выращивался покровный слой

GaAs толщиной 20 нм. Для предотвращения возгонки As с поверхности структур при высоких температурах отжига, структуры покрывались защитным слоем SiO<sub>2</sub> толщиной 150 нм. Дизайн гетероструктур с квантовыми точками показан на рис. 1.

150 nm SiO <sub>2</sub>
20 nm GaAs - { i, n, p }
30 nm AlAs - { i, n, p }
50 nm i-AlAs
QDs InAs (AlSb)
50 nm i-AlAs
30 nm AlAs - { i, n, p }
400 nm i-GaAs
semi-insulating GaAs (001)

Рис. 1. Дизайн гетероструктур с КТ, сформированными в анионной (AlSb) и катионной (InAs) подрешетках AlAs

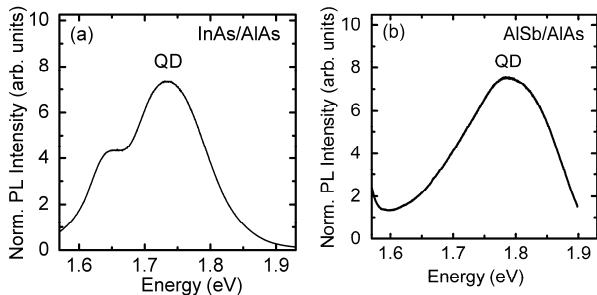
Отжиг проводился в потоке H<sub>2</sub> в течение 10 минут в диапазоне температур 600 – 850 °С. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась полупроводниковым GaN лазером ( $h\nu = 3.06$  эВ). Степень перемешивания анализировалась по сдвигу положения связанной с рекомбинацией экситонов полосы в спектрах ФЛ структур, измеренных при температуре жидкого азота.

## Результаты и обсуждение

Типичные спектры ФЛ нелегированных InAs/AlAs и AlSb/AlAs гетероструктур с КТ показаны на рис. 2. Широкая полоса, обозначенная на рисунке как QD, обусловлена рекомбинацией экситонов в

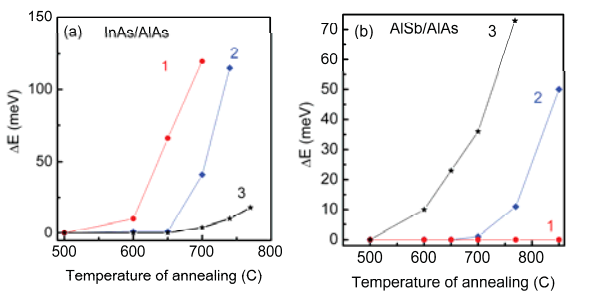


ансамбле КТ. Спектры легированных гетероструктур имеют аналогичную форму. Отжиг при температуре 550 °С, никак не влиял на спектры ФЛ всех исследованных структур. При дальнейшем повышении температуры отжига полоса QD начинает смещаться в высокоэнергетическую область спектра.



**Рис. 2.** Спектры ФЛ InAs/AlAs (a) и AlSb/AlAs (b) гетероструктур с КТ.

Зависимости положения максимума полос ФЛ от температуры отжига для структур с КТ, сформированными в катионной (InAs) и анионной (AlSb) подрешетках AlAs показаны на рис.3.



**Рис. 3.** Зависимости положения максимума полосы QD от температуры отжига (1) р-типа, (2) нелегированная, (3) n-типа для структур с: (a) InAs/AlAs КТ (b) AlSb/AlAs КТ.

Видно, что температура ВПО, соответствующая началу смещения полосы QD зависит от типа и характера легирования структуры. Для InAs/AlAs квантовых точек величина сдвига энергии при одинаковых условиях отжига является наименьшей в *p*-легированных структурах, увеличивается для нелегированного образца, и становится наибольшей для *n*-легированного образца. С другой стороны, для AlSb/AlAs квантовых точек поведение прямо противоположно: наименьший сдвиг имеет место для *n*-легированного образца и самый большой сдвиг для *p*-легированного образца. Для объяснения зависимости степени перемешивания в гетероструктурах с КТ от характера легирования при фиксированных температуре и времени отжига мы предлагаем следующую модель.

Перемешивание материалов идет посредством образования вакансий в соответствующей подрешетке AlAs. Между тем известно, что в материалах АЗВ5 вакансии образуются как заряженные дефекты: положительно заряженные для анионных вакансий, и отрицательно заряженные для катионных вакансий [4]. Таким образом, имеет место обмен заряда между электронной подсистемой кристалла вакансией, при её образовании, поэтому вероятность образования вакансий зависит от энергии Ферми. Действительно, в выражение для энергии формирования заряженной вакансии входит разность между положением уровня Ферми и уровня энергии вакансии [4]. Катионные вакансии являются акцепторами с уровнем энергии вблизи потолка валентной зоны, а анионные вакансии, которые являются донорами, имеют уровень энергии вблизи дна зоны проводимости. Следовательно, сдвиг положения уровня Ферми в направлении зоны проводимости при легировании структуры кремнием приводит к увеличению концентрации катионных вакансий и уменьшению концентрации анионных вакансий. Обратная картина имеет место при легировании гетероструктур бериллием. Предложенная модель прекрасно описывает результаты эксперимента – возрастание степени перемешивания материалов, приводящее к высокоэнергетическому сдвигу полосы ФЛ хорошо согласуется с ожидаемым ростом концентрации соответствующих вакансий. Таким образом, изменение степени перемешивания In и Al (Sb и As) при отжиге гетероструктур с КТ, сформированными в анионной (AlSb) и катионной (InAs) подрешетках AlAs с различным типом легирования определяется изменением вероятности образования вакансий при изменении положения уровня Ферми.

*Работа поддержана РФФИ проект № 16-02-00242.*

## Литература

1. W. Langbein, P. Borri, U. Woggon et al. // *Physical Review B*, V.69, 161301(R) (2004).
2. T. Yang, J. Tatebayashi, K. Aoki, M. Nishioka et al. // *Applied Physics Letters*, V.90, 111912 (2007).
3. T.S. Shamirzaev, J. Debus, D.S. Abramkin et al. // *Physical Review B*, V.84, 155318 (2011).
4. C. Freysoldt, B. Grabowski, T. Hickel et al. // *Rev. Mod. Phys.*, V.86. 253 (2014).

# Исследование неравновесных состояний кулоновских центров в кремнии и германии на лазерах на свободных электронах

В.Н. Шастин<sup>1,\*</sup>, Р.Х. Жукавин<sup>1</sup>, J.M. Klopff<sup>2</sup>, S. Winnerl<sup>2</sup>, N. Deßmann<sup>3</sup>, H.-W. Hübers<sup>3</sup>, Б.А. Князев<sup>4</sup>, Ю.Ю. Чопорова<sup>4</sup>, Г.Н. Кулипанов<sup>4</sup>

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

2 Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstraße 400, Dresden, 01328

3 Humboldt University of Berlin, Newtonstraße 15, Berlin, 12489

4 ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, проспект Академика Лаврентьева 11, Новосибирск, 630090

\*shastin@ipmras.ru

Делается обзор экспериментальных работ и различных подходов по исследованию темпов низкотемпературной релаксации оптически возбуждаемых состояний доноров и акцепторов кулоновских центров в кремнии и германии с использованием ИК лазеров на свободных электронах.

## Введение

Лазер на свободных электронах (Free Electron Laser – FEL) является перестраиваемым в широком диапазоне частот и достаточно мощным источником импульсного излучения, что делает его уникальным инструментом для спектроскопии неравновесных состояний электронов и исследования их кинетики в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Целью доклада является краткий обзор работ, целью которых является изучение релаксационных процессов оптически возбуждаемых кулоновских центров в кристаллах кремния и германия. Все цитируемые работы выполнялись с использованием трех лазеров на свободных электронах: FELIX-Голландия, FELBE-Германия и NovoFEL-Россия. Перечисленные FEL удовлетворяют поставленной задаче по спектральному диапазону излучения, но имеют некоторые количественные отличия относительно его временной структуры и пиковой интенсивности, и эти особенности нужно учитывать при постановке эксперимента. На рисунке отражена временная динамика излучения А) – FELIX, В) – FELBE и С) – NovoFEL. В ходе доклада будут отражены результаты показывающие темп релаксации как некогерентных так и когерентных оптически возбуждаемых состояний. В первом случае речь идет об использовании обычного метода пробного импульса коэффициент прохождения, которого через возбуждаемую среду зависит от времени задержки относительно импульса накачки [1, 2] (рис. 2).

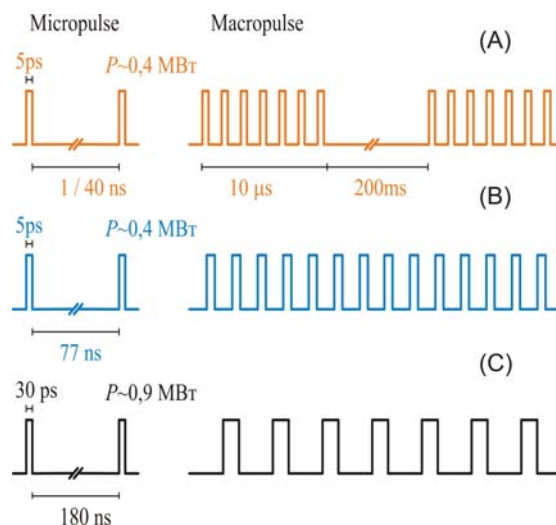


Рис. 1. Временная структура излучения использованных лазеров на свободных электронах излучения: (А) – FELIX, (В) – FELBE, (С) – NovoFEL.

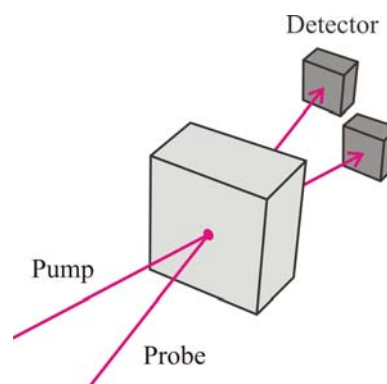
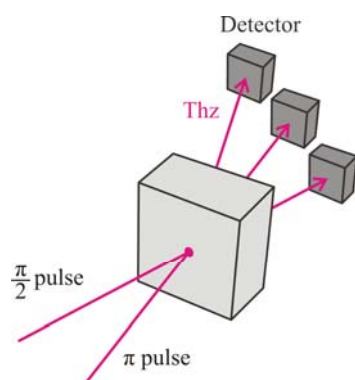


Рис. 2. Оптическая схема измерения темпа релаксации некогерентных состояний.

Во втором – используется идея фотонного эха [3, 4] (рис.3). Изучение таких процессов важно как с фундаментальной, так и прикладной точки зрения.



**Рис. 3.** Оптическая схема измерения темпа релаксации когерентных состояний.

*Работа поддержана субсидией Министерства образования и науки РФ No RFMEFI61614X0008 и грантом InTerFEL Project, BMBF No 05K2014.*

## Литература

1. N.Q. Vinh, P.T. Greenland, K. Litvinenko et al. // PNAS, V. 105, 10649-10653 (2008).
2. H.-W. Huebers, S.G. Pavlov, S.A. Lynch et al. // Physical Review B, V.88, 035201 (2013).
3. P.T. Greenland, S.A Lynch, A.F.G. van der Meer et al. // Nature 465, 1057–1061 (2010).
4. K.L Litvinenko, E.T. Bowyer, Greenland P.T. et al. // Nature Communications, 6:6549 (2015).

# ИК-излучение акцепторов бора в алмазе при их оптическом возбуждении

В.Н. Шастин<sup>1,\*</sup>, В.В. Румянцев<sup>1,2</sup>, А.М. Кадыков<sup>1</sup>, Б.А. Андреев<sup>1</sup>, Р.Х. Жукавин<sup>1</sup>, С.А. Богданов<sup>3</sup>, А.Л. Вихарев<sup>3</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород.

<sup>3</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, 603950 Нижний Новгород, Россия.

\* shastin@ipmras.ru

Экспериментально исследовано излучение акцепторов бора в монокристаллическом алмазе в условиях фотоионизации этих кулоновских центров излучением ближнего ИК диапазона. Обнаружено, что достаточно интенсивная накачка на длинах волн  $\sim 1,6$  мкм и короче и температуре кристалла 20 К приводит к появлению полосы излучения с энергией кванта  $\sim 496$  мэВ ( $4000 \text{ см}^{-1}$ ), что соответствует резонансной особенности Фано в спектре поглощения.

## Введение

Трехвалентный атом бора (В) легко вводится в матрицу алмазной решетки, замещая атом углерода. В результате удается получать образцы алмаза с дырочной проводимостью в широком интервале концентраций легирования и хорошей воспроизводимостью, что важно для полупроводниковой электроники. Основной целью данной работы является исследование характеристик инфракрасного излучения акцепторов бора в алмазе (С:В) при их фотоионизации.

## Методика эксперимента

Схема измерений фотолюминесценции (ФЛ) показана на рис.1. В качестве источников накачки использовался лазер на неодиме с длиной волны 1.064 мкм и пиковой мощностью до  $1 \text{ МВт/см}^2$ , а также параметрический генератор света пиковой мощностью до  $0.1 \text{ МВт/см}^2$  в диапазоне длин волн 1.5–1.6 мкм. В обоих случаях длительность импульсов, которые следовали с частотой 10 Гц, составляла  $\sim 10$  нс. Излучение образцов регистрировалось охлаждаемым ИК-детектором на основе CdHgTe с временным разрешением  $\sim 1$  мкс. Для определения спектра излучения использовался Фурье-спектрометр “Bruker Vertex 80v” работающий в режиме пошагового сканирования. Спектрометр был оптически сопряжен с криостатом замкнутого цикла, в котором располагался образец. Образец был ориентирован под углом  $45^\circ$  к плоскости входного окна спектрометра, оптическое возбуждение образца осуществлялось под углом  $45^\circ$  к поверхности (см. рис. 1). Измерения спектров поглощения выполнены на фурье-спектрометре высокого раз-

решения Bruker IFS 125HR. Измерения проводились на синтетических образцах монокристаллического алмаза выращенных методом НРНТ (high-pressure-high-temperature) и эпитаксиальных слоях алмаза, выращенных методом CVD. Исследуемые образцы имели размер  $3 \times 3 \times 0,5 \text{ мм}^3$  и отличались концентрацией легирования и числом дефектов в структуре. Особое внимание было уделено образцам с концентрацией бора  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Степень компенсации легирования азотом была не известна.

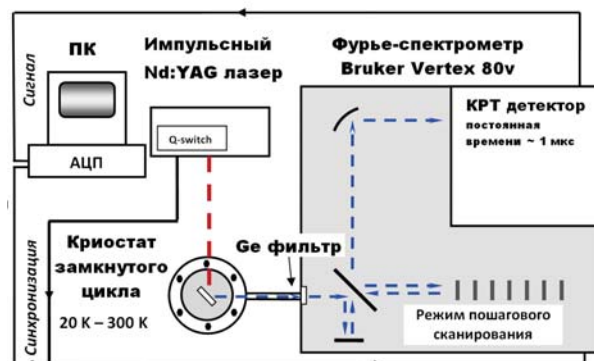


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

## Результаты и обсуждение

На рис. 2 показаны спектры низкотемпературной ( $T = 20 \text{ К}$ ) фотолюминесценции образца алмаза легированного бором при различных интенсивностях и длинах волн оптического возбуждения. На основе сопоставления таких измерений с данными по Фурье спектроскопии ИК поглощения (рис. 3) можно выделить полосы излучения, за которые отвечают дефекты кристалла и колебания решетки кристалла (ср. [1]). Однако оказалось, что в отличие от кремния, излучение акцепторов на внутрицентровых переходах мало и практически не наблюда-

ется. Это находится в противоречии с данными о спектре состояний акцепторов бора и представлениями о темпах их низкотемпературной релаксации с испусканием фононов. Заметим, что энергия ионизации центра близка 370 мэВ ( $3000 \text{ cm}^{-1}$ ), а энергия LO фонона  $\sim 165 \text{ мэВ}$  ( $1330 \text{ cm}^{-1}$ ) сильно отличаются. Это должно привести к большому времени жизни  $>10^{-7}$  с самого нижнего нечетного состояния р-типа  $\Gamma_8^-$  (ср. [2]) и при достаточной интенсивности накачки излучению на оптическом переходе с него в основное  $\Gamma_8^+$  состояние (на рис.3 переход с энергией  $\sim 305 \text{ мэВ}$ ). Исключением является случай, когда энергия связи оптически пассивного состояния s-типа превышает энергию связи  $\Gamma_8^-$ . Это маловероятно, но возможно в принципе при сильном воздействии потенциала ячейки. Однако результат измерений оказался неожиданным.

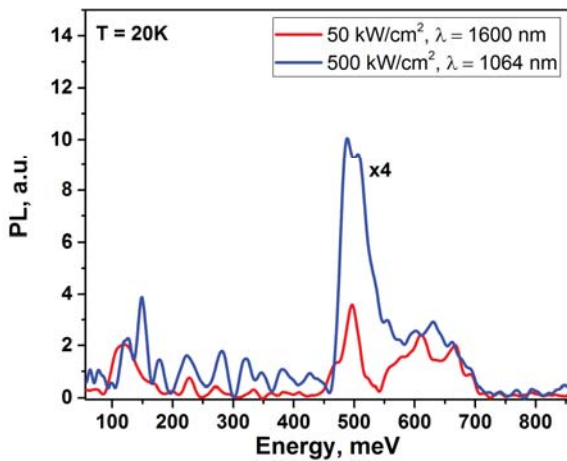


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции исследуемого образца для различных интенсивностей и длин волн возбуждения. Обрезка на энергиях кванта  $\sim 670 \text{ мэВ}$  обусловлена используемым Ge фильтром.

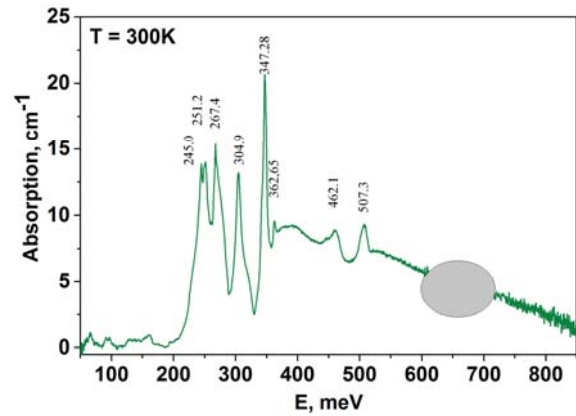


Рис. 3. Спектр поглощения исследуемого образца при комнатной температуре.

Выяснилось, что при интенсивной накачке появляется излучение с энергией кванта  $\sim 496 \text{ мэВ}$  ( $4000 \text{ cm}^{-1}$ ), что близко к энергии резонансной особенности (резонанс Фано) в спектре поглощения акцептора бора на переходах в состояния континуума валентной зоны (ср. рис. 3 и рис. 2). В известных нам публикациях о таком эффекте не сообщается. Его природа, очевидно, вызывает вопросы и это требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

*В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур". Работа поддержана грантом РФФИ №17-02-01325.*

### Литература

1. Hyunjung Kim, R. Vogelgesang, A.K. Ramdas, S. Rodriguez, M. Grimsdich, T.R. Anthony // *Physical Review B*, 57, 15315 (1998).
2. C.E. Nebel, E. Rohrer, M. Stutzmann // *Journal of Applied Physics*, 89, 2237 (2001).

# Эпитаксиальные подложки GaAs/Ge/Si

В.Г. Шенгуров<sup>1,\*</sup>, Ю.Н. Бузынин<sup>1,2</sup>, А.Н. Бузынин<sup>3</sup>, В.Н. Байдусь<sup>1</sup>, С.А. Денисов<sup>1</sup>,  
В.Ю. Чалков<sup>1</sup>, А.А. Сушков<sup>1</sup>, Д.А. Павлов<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>1,2</sup>, А.В. Нежданов<sup>1</sup>,  
П.А. Юнин<sup>1,2</sup>, В.Н. Трушин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>3</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

\* shengurov@phys.unn.ru

Разработаны 2-х дюймовые эпитаксиальные подложки GaAs/Ge/Si. Буферный слой Ge толщиной 0,2 мкм получен методом «горячей проволоки», а слой GaAs методом LP-MOCVD. Плотность прорастающих дислокаций в слое GaAs толщиной 1 мкм составляет менее  $10^6 \text{ см}^{-2}$ , а величина среднеквадратичной поверхностной шероховатости не превышает 1 нм.

## Введение

На протяжении последних тридцати лет исследователи пытаются объединить основные материалы современной электроники Si и GaAs на наиболее эффективной подложке кремния. Получение качественных слоев GaAs на Si позволяет, во-первых, заменить подложки из GaAs на более дешевые, теплопроводные и прочные Si-подложки, во-вторых, использовать систему GaAs на Si как платформу для создания солнечных батарей, инжекционных гетеролазеров, и т.д., и, в-третьих, реализовать интеграцию GaAs-оптоэлектроники с традиционными кремниевыми интегральными схемами на единой подложке Si. Однако, для приборных применений структур GaAs/Ge/Si необходима плотность дислокаций в слое GaAs менее  $10^6 \text{ см}^{-2}$  [1].

Настоящая работа посвящена исследованию условий получения методом LP-MOCVD тонких, зеркально-гладких, структурно-совершенных слоев GaAs на двухдюймовых эпитаксиальных подложках Si с тонким (0,2 мкм) буферным слоем Ge, полученным методом «горячей проволоки».

## Методика эксперимента

Буферные слои Ge толщиной 0,2 мкм выращивали методом газофазного осаждения с разложением моногермана ( $\text{GeH}_4$ ) на «горячей проволоке» в высоком вакууме на подложках Si (100) при низкой температуре подложки ( $\sim 350^\circ\text{C}$ ) [2]. Затем темплеты Ge/Si переносились в установку MOCVD, где на них выращивали слои GaAs при температуре подложки  $\sim 650^\circ\text{C}$ . Структурные характеристики выращенных образцов были исследованы методами рентгеновской дифрактометрии (РД) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высоко-

го разрешения. Плотность дислокаций в буферном слое Ge определяли путем подсчета дислокационных ямок травления, выявленных с использованием селективного травителя. Количественный анализ концентрации элементов в гетероструктуре проводился методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС).

## Результаты и обсуждение

Буферные слои Ge имели структуру эпитаксиального мозаичного монокристалла при практически полной релаксации упругих напряжений. Значение полуширины кривой качания слоев Ge(004) составляло  $190''$  (рис.1). Плотность прорастающих дислокаций (TDD) в слоях Ge составляла  $1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ , а величина среднеквадратичной поверхностной шероховатости не превышала 0.5 нм, что соответствует лучшим мировым достижениям [3].

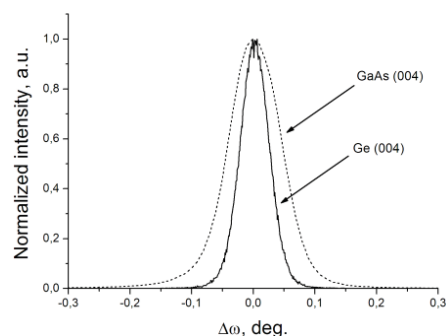
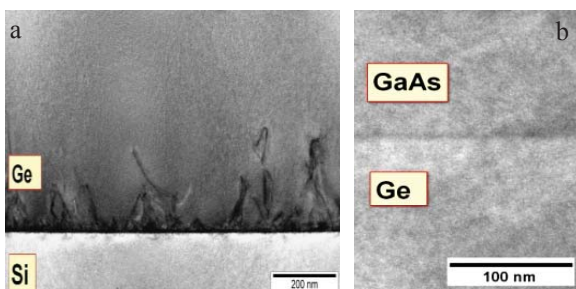


Рис. 1. РД  $\omega$  сканы (Bruker D8 Discover) эпитаксиальной подложки GaAs/Ge/Si.

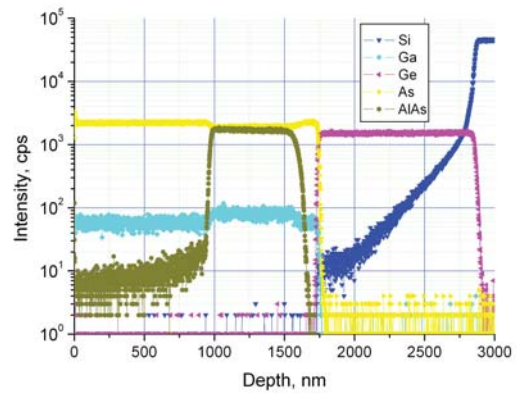
Типичная полуширина кривой качания в позиции пика (004) GaAs (рис.1.а) составляет  $200''$ , что входит в диапазон минимальных для слоев GaAs, полученных с применением различных методов выращивания на подложках кремния. Величина поверхностной шероховатости составляет менее 1 нм,

что также является рекордно низким для слоев GaAs, выращенных на подложках Si (100) с буферным слоем Ge. Анализ ПЭМ изображений поперечных срезов образцов GaAs/Ge/Si (100) показал, что в буферном слое Ge сетки краевых дислокаций несоответствия  $\langle 110 \rangle$ , преимущественно лежащие в плоскости роста (100), и дислокационные полупетли концентрируются в области толщиной 100-150 нм непосредственно у гетерограницы с Si подложкой (рис. 2а). Размножение дислокаций при дальнейшем росте слоя Ge и образование новых на гетерогранице Ge-GaAs и в слое GaAs не наблюдается (рис. 2б). Это означает, что TDD в слое GaAs имеет примерно такое же значение, как в слое Ge, т.е. ниже  $10^6 \text{ см}^{-2}$ .

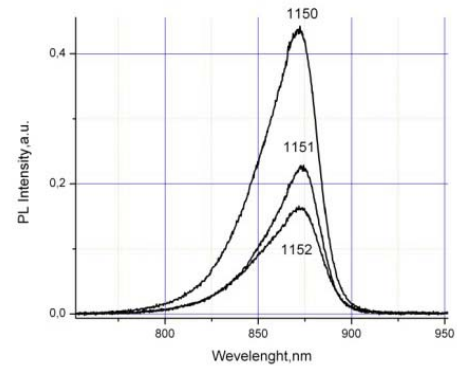


**Рис. 2.** ПЭМ изображения поперечных срезов эпитаксиальной подложки GaAs/Ge/Si (100) в области гетерограницы Ge/Si (а) и GaAs/Ge (б).

Еще одной важной проблемой, затрудняющей приборное применение гетероструктур GaAs/Ge/Si, является взаимная диффузия Ge и As на гетерогранице Ge-GaAs. Она приводит к формированию неконтролируемых  $p-n$  переходов, нарушающих работу различных электронных устройств. Диффузионным барьером взаимодиффузии Ge и As могут служить тонкие слои AlAs, расположенные в области гетерограницы GaAs/Ge. В работе было исследовано влияние таких слоев AlAs толщиной 10-500 нм на взаимодиффузию Ge и As, а также фотолюминесцентные свойства верхнего слоя GaAs эпитаксиальной подложки GaAs/AlAs/Ge/Si(100). Послойный элементный ВИМС анализ этих подложек показал, что слой AlAs предотвращает диффузию Ge в слой GaAs, что согласуется с данными других исследователей. На рис. 3б приведены спектры фотолюминесценции эпитаксиальных подложек GaAs/Ge/Si (1150) с одной (1151) и двумя вставками AlAs (1152). Как видно из данных спектров, введение тонких прослоек AlAs в слой GaAs, приводит к увеличению интенсивности фотолюминесценции для верхнего слоя GaAs, что говорит об улучшении его структурного совершенства.



а



б

**Рис. 3.** Результаты послойного ВИМС анализа (а) и спектры фотолюминесценции ( $T=300^\circ\text{K}$ ) (б) эпитаксиальной подложки GaAs/Ge/Si.

## Заключение

Таким образом, в настоящей работе определены условия получения двухдюймовых эпитаксиальных подложек GaAs/Ge/Si. Плотность прорастающих дислокаций в слое GaAs толщиной 1 мкм ниже значений  $1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ , а величина среднеквадратичной поверхностной шероховатости не превышает 1 нм. Структурному совершенству слоев GaAs способствует высокое качество слоев Ge на Si (100), выращенных методом «горячей проволоки» при низкой температуре ( $\sim 350^\circ\text{C}$ ).

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №15-02-99664).*

## Литература

1. N. Jain, M.K. Hudait // IEEE Journal of Photonolitics, V.3, P.528 (2013).
2. S.A. Denisov, S.A. Matveev, V.Yu. Chalkov et al. // J. Phys. Conf. Ser., V.690, 012014 (2016).
3. Y. Bogumilowicz, J.M. Hartmann, N. Rochat et al. // J. Cryst. Growth. V.453, 180 (2016).

# Кремниевые МОП структуры с массивами Ge(Si) наноостровков

В.Б. Шмагин\*, С.Н. Вдовичев, З.Ф. Красильник, Е.Е. Морозова, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров

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

\* shm@ipmras.ru

Доклад содержит результаты исследований кремниевых светоизлучающих структур металл-окисел-полупроводник, в том числе, с самоформирующимися Ge(Si) наноостровками, позиционированными в области пространственного заряда МОП структуры.

По сравнению с традиционными светодиодными излучателями, использующими np- или pin-переходы, МОП структуры (металл-окисел-полупроводник) в большей степени совместимы с кремниевой ULSI технологией и позволяют более гибко подходить к конструированию светоизлучающих устройств за счет варьирования высот барьеров и разрыва зон на интерфейсах металл-диэлектрик и диэлектрик-полупроводник. Доклад содержит результаты исследований светоизлучающих структур с самоформирующимися Ge(Si) наноостровками, позиционированными в области пространственного заряда МОП структуры. Выполнены измерения внешней квантовой эффективности, проанализирована зависимость квантовой эффективности от плотности тока накачки.

## Методика эксперимента

Структуры для исследований были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на установке **BALZERS UMS-500P**. На Si(001) подложку КДБ-0.1 последовательно осаждались Si буферный слой, 5 слоев Ge(Si) наноостровков, чередующихся с 15 нм разделительными слоями Si, затем покровный слой. Температура роста составляла ~600°C.

Процедура приготовления омического и МОП контактов состояла в следующем. На предварительно очищенную тыльную сторону структуры методом термического распыления осаждался алюминий, затем структура отжигалась в атмосфере аргона при 450°C в течение 5 мин. Выбранный режим отжига, с одной стороны, позволял формировать омические контакты удовлетворительного качества, с другой стороны, не вносил сколько-нибудь заметных изменений в спектры фотолуминесценции (ФЛ) исследуемых GeSi структур. Окисные

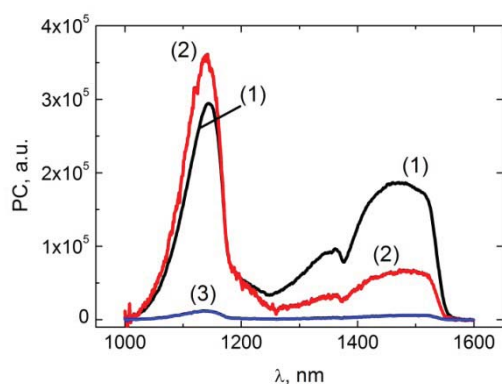
слои формировались, как правило, осаждением соответствующего металла методом магнетронного распыления (Al, Ti, Ta) с последующим окислением на воздухе либо в кислородно-обогащенной плазме тлеющего разряда. Слой SiO<sub>2</sub> формировался окислением части покровного Si слоя в слоях в кислотном (HCl+H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>) или щелочном (NH<sub>4</sub>+H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>) растворах. Поверх оксидного слоя через маску (круглое отверстие диаметром 500 или 1000 мкм) осаждался металл. В соответствии с ранее полученными результатами [1] использовались металлы с малой работой выхода (Al, Ta, Nb). Толщина оксидного слоя составляла 2-4 нм, толщина слоя металла 20-30 нм. Полученные структуры разрезались на чипы 2x2 мм<sup>2</sup>. Исследования люминесцентных свойств МОП структур были выполнены с использованием решеточного монохроматора и охлаждаемого приемника InGaAs в диапазоне 800-1700 нм, плотность тока накачки 1 – 10А/см<sup>2</sup>.

## Результаты и их обсуждение

Использование high-k диэлектриков в МОП структуре привлекательно тем, что позволяет уменьшить падение напряжения в слое диэлектрика и, тем самым, падение напряжения на структуре в целом. С другой стороны, использование диэлектриков с малой диэлектрической проницаемостью (SiO<sub>2</sub>) позволяет существенно уменьшить «жесткую» привязку уровня Ферми металла к уровню зарядовой нейтральности (“charge neutrality level” CNL) полупроводника [2]. В кремнии уровень CNL при стандартной обработке поверхности расположен вблизи потолка валентной зоны, что существенно ограничивает инжекцию электронов в p-Si. Устранение привязки уровня Ферми к уровню CNL позволяет за счет выбора металла с малой работой выхода снижать высоту барьера для электронов и, тем самым, усиливать их инжекцию в p-Si.



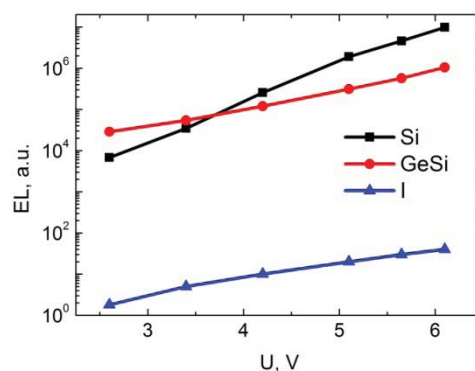
На рис. 1 приведены спектры электролюминесценции (ЭЛ) одной и той же GeSi структуры, различающиеся способом приготовления МОП-контакта: Al/SiO<sub>2</sub> (1), Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (2) и Al (3). В последнем случае оксидный слой не формировался целенаправленно на поверхности структуры. Видно, что формирование тонкого оксидного слоя между металлом и полупроводником, в соответствии с вышеизложенными представлениями, позволяет существенно увеличить интенсивность ЭЛ. С другой стороны, сделать однозначный выбор в пользу какого-либо из двух МОП контактов – Al/SiO<sub>2</sub> или Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – достаточно трудно.



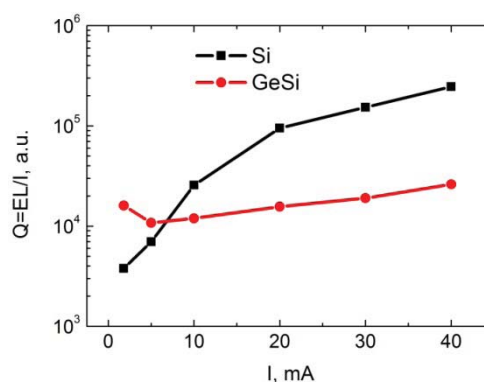
**Рис. 1.** Спектры ЭЛ МОП структур Al/SiO<sub>2</sub>/p-GeSi (1), Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-GeSi (2), Al/p-GeSi (3). T=300K. Ток накачки 40 mA.

На рис. 2 приведены зависимости интенсивности ЭЛ кремния, GeSi островков и тока через МОП структуру Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-GeSi от напряжения на структуре, зарегистрированные при T=77K. Видно, что островковая ЭЛ возрастает приблизительно пропорционально току накачки, в то время как кремниевая ЭЛ возрастает заметно быстрее. На рис. 3 представлены те же данные по ЭЛ кремния и GeSi островков, нормированные на величину тока накачки, что позволяет наглядно продемонстрировать изменение квантовой эффективности структуры (раздельно по кремнию и GeSi островкам) от тока накачки. Более быстрый рост интенсивности кремниевой ЭЛ, так же как и более быстрый рост квантовой эффективности по кремнию, мы объясняем расширением излучающей области структуры за пределы слоя GeSi островков (подробнее см. в [1]). Слабый рост квантовой эффективности по GeSi островкам мы связываем с увеличением коэффи-

циента инжекции неосновных носителей (электронов) по мере увеличения тока накачки.



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности ЭЛ кремния, GeSi островков и тока (I) через МОП структуру Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-GeSi от напряжения на структуре. T=77K.



**Рис. 3.** Зависимость квантовой эффективности структуры Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-GeSi от тока накачки по кремнию (Si) и GeSi островкам (GeSi). T=77K.

Прямые измерения показали заметный разброс в величине внешней квантовой эффективности (EQE) МОП структур в диапазоне  $10^{-6} - 10^{-5}$ . Измерения EQE выполнены при T=300K и токе накачки 40 mA ( $j \sim 5$  A/cm<sup>2</sup>). Интенсивность ЭЛ измерялась калиброванным фотоприемником ОРНН-3А, диаграмма направленности МОП светодиода предполагалась изотропной.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-02-05272) и программ РАН.*

## Литература

1. В.Б. Шмагин и др. // ФТП 50, 1497 (2016).
2. Y.Ch. Yeo et al. // J. Appl. Phys. **92**, 7266 (2002).

# Спектрокинетические свойства нитевидных нанокристаллов AlGaAs и нитевидных нанокристаллов AlGaAs с квантовой точкой GaAs

И.В. Штром<sup>1,3-5</sup>, Д.И. Крыжков<sup>2</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>2</sup>, С.В. Морозов<sup>2</sup>,  
Р.Р. Резник<sup>1,6</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1,5</sup>

1 Санкт-Петербургский академический университет РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул.Хлопина 8, кор.3, Россия

2 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород.

3 Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Университетская наб. 2-4, Россия

4 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия

5 Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, 190103 Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Россия

6 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

igorstroh@mail.ru

В данной работе представлены исследования оптических свойств массива ННК  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  методами фотолюминесценции и фотолюминесценции с временным разрешением. Полученные результаты сопоставлены со структурными свойствами ННК  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , полученными с помощью сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии (СЭМ и ПЭМ). Номинальный состав  $x$  по Al в твердом растворе,  $x = 0.6$ . Массив ННК  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  был синтезирован с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложке Si(111). Так же в работе представлены оптические свойства AlGaAs ННК со встроенной квантовой точкой GaAs.

## 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. Одним из важных применений ННК является возможность внедрения более узкозонного нановключения GaAs в широкозонную матрицу ННК AlGaAs. Формируемые таким образом так называемые «квантовые точки в ННК» могут быть использованы, например, в качестве источников одиночных фотонов. В то время как объемные слои и тонкие пленки GaAs и AlGaAs имеют стабильную кубическую кристаллическую структуру, в ННК из GaAs и AlGaAs могут наблюдаться участки, как с гексагональной, так и с кубической кристаллической структурой. 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 ширины запрещенной зоны GaAs в WZ и ZB фазе отличаются. Таким образом, в случае возможности управления кристаллической фазой в процессе роста ННК могут быть реализованы гетероструктуры нового типа, так называемые «квантовые точки кристаллической фазы». В таких структурах локализация электронов имеет место только благодаря чередующимся изменениям кристаллической фазы одного и того же по составу материала.

## Результаты и обсуждение

МПЭ рост массивов ННК AlGaAs/Si(111) и AlGaAs/GaAs/AlGaAs/Si(111) проводился с помо-

щью 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  $x = 0.3 - 0.6$ . Подробно синтез исследуемых структур и их морфологические свойства описаны в наших работах опубликованных ранее [1,2]. Исследование структурных свойств показали, что при номинальном составе  $x=0,6$  по Al формируются характерные «карандашевидные» ННК  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  типа «ядро-оболочка» (рис. 1). Так же ПЭМ изображения высокого разрешения (здесь не представлены) показали преимущественно WZ структуру ННК с тонкими вставками ZB по всей длине ННК (поперечные линии на рис. 1).

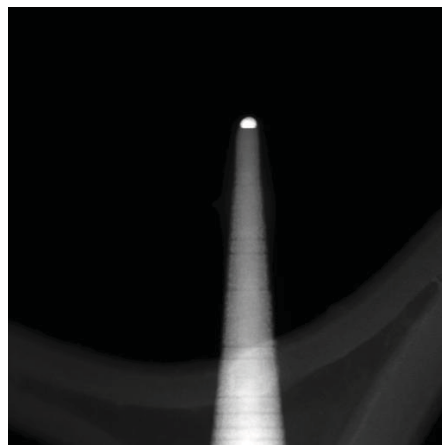


Рис. 1. ПЭМ изображение AlGaAs ННК

Было выполнено исследование люминесцентных свойств ННК  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Возбуждение ФЛ осу-

щественно на длине волны 400 нм с помощью фемтосекундного лазера “Tsunami” (длительность

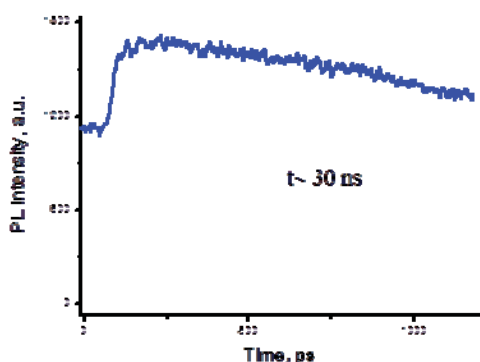


Рис. 2. Кинетика спада ФЛ на длине волны 675 нм, T=4 K

импульса ~ 120 фс, частота повторения 80 МГц) с использованием генератора второй гармоники. Измерения проводились при температуре от 4 до 300 K. Исследование кинетики ФЛ проводилось с помощью streak-камеры. При 4 K структура демонстрировала интенсивную ФЛ с максимумом на длине волны 675 нм. На рис. 2 представлена кинетика ФЛ на длине волны 675 нм.

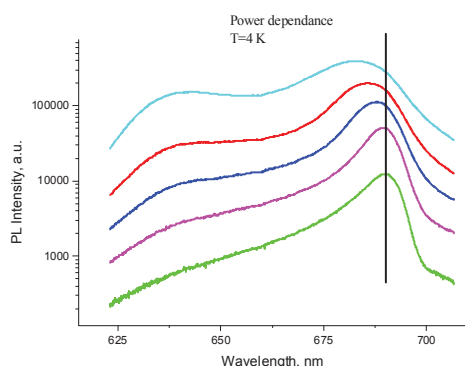


Рис. 3. Спектры ФЛ при различных мощностях возбуждения

Период повторения возбуждающих импульсов 12 нс. На рисунке видно, что сигнал ФЛ присутствует даже до начала импульса возбуждения,

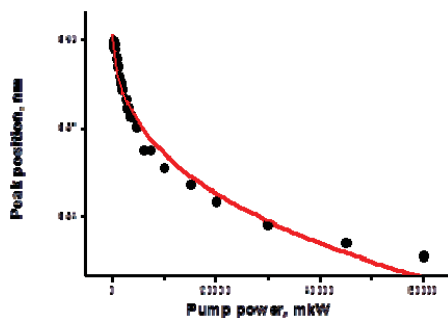


Рис. 4. Зависимость положения максимума линии ФЛ от мощности возбуждения.

Линией представлена аппроксимация  $P^{-1/3}$  или, что тоже через 12 нс после импульса возбуждения. Оценка времени спада ФЛ ~ 30 нс. В структурах на основе прямозонных материалов такие времена характерны для непрямых в пространстве переходов. В данной системе такой переход может реализовываться на границе ZB и WZ фаз AlGaAs, которая является гетеропереходом второго рода. На следующем рисунке 3 представлены спектры ФЛ при различной мощности возбуждения. Видно, что при увеличении мощности появляется вторая линия на длине волны 640 нм. Так же видно, что при увеличении мощности возбуждения возникает сильный синий сдвиг максимума основного перехода (рис. 4). Известно, что для непрямой в пространстве треугольной ямы образующейся на границе гетероперехода второго рода, характерен сдвиг максимума линии ФЛ от мощности возбуждения  $P^{-1/3}$ . На рисунке 4 видно, что такая зависимость достаточно хорошо описывает экспериментальные данные. На рис. 5 показан спектр ФЛ AlGaAs ННК с нановключением GaAs. Номинальный состав по Al  $x=0.4$ , время прерывания Al при создании нановключения GaAs 15 сек. Массив ННК обладал маленькой поверхностной плотностью, поэтому одновременно лазером возбуждалось не более 10 ННК.

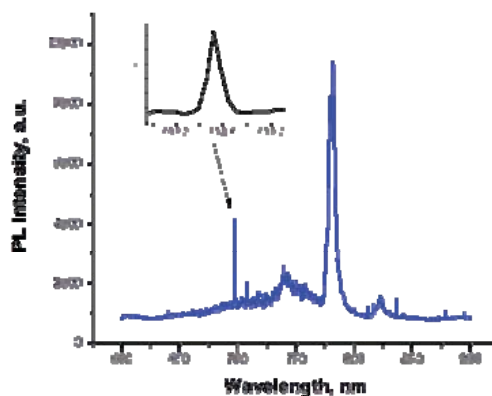


Рис. 5. ФЛ от нескольких ННК  $Al_xGa_{1-x}As$  со встроенной квантовой точкой GaAs.

## Литература

1. Г.Э. Цырлин, И.В. Штром // ФТП, 2016, том 50, выпуск 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.

# Нитевидные нанокристаллы GaP, AlGaP на подложках Si(111): синтез и оптические свойства

И.В. Штрoм<sup>1,4</sup>, Н.В. Сибирев<sup>1,2</sup>, Е.В. Убыйвовк<sup>2</sup>, Р.Р. Резник<sup>1,5</sup>, Ю.Б. Самсоненко<sup>1,4</sup>, И.В. Хребтов<sup>1</sup>, И.В. Илькив<sup>1,5</sup>, А.Д. Буравлев<sup>1,4</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1,4</sup>

1 Санкт-Петербургский академический университет РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина 8, кор.3, Россия

2 Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Университетская наб. 2-4, Россия

3 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия

4 Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, 190103 Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Россия

5 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

igorstrohм@mail.ru

В работе представлен синтез нитевидных нанокристаллов (ННК) GaP и AlGaP методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках Si(111) с использованием катализатора золота. При этом параметры роста кратковременно изменялись в процессе синтеза ННК с целью исследования возможности создания наноразмерных включений различных политипов. Так же представлены результаты исследования по синтезу AlGaP ННК с нановключением InGaP. Исследования оптических свойств проводились методом низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ).

## Введение

Некоторое время назад появились первые работы по синтезу методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) ННК GaP и AlGaP на Si(111)[1], что открывает перспективы создания большого числа приложений совмещенных с кремниевой технологией. Одним из важных применений ННК является возможность встраивания более узкозонного нановключения в широкозонную матрицу. Формируемые таким образом так называемые «квантовые точки в ННК» могут найти приложение, в качестве источников одиночных фотонов. В настоящий момент ведутся работы по контролируемому чередованию вюрцитной (WZ) фазы и фазы цинковой обманки (ZB) в одном и том же ННК [2]. В случае управления кристаллической фазой в процессе роста ННК могут быть реализованы, так называемые «квантовые точки кристаллической фазы». В таких структурах локализация электронов имеет место только благодаря чередующимся изменениям кристаллической фазы одного и того же по составу материала. Также кратковременное изменение фазы на начальном этапе роста может приводить к остановке образования дефектов образующихся в ННК на старте роста и тянущимися по всей длине ННК или, наоборот, к образованию новых.

## Результаты и обсуждение

В работе представлен синтез нитевидных нанокристаллов (ННК) GaP и AlGaP методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках Si(111) с ис-

пользованием катализатора золота. МПЭ рост проводился с помощью установки Riber21 Compact, оснащенной, помимо ростовой камеры, вакуумно-совмещенной камерой для нанесения Au (камера металлизации).

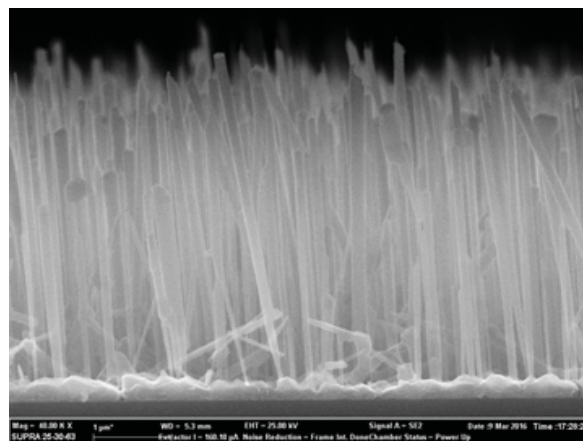
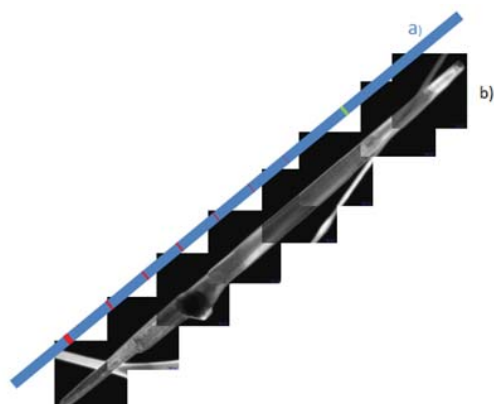


Рис. 1. СЭМ изображение массива GaP ННК.

При этом параметры роста кратковременно изменялись в процессе синтеза ННК с целью исследования возможности создания наноразмерных включений различных политипов. Морфологические свойства массивов ННК исследовались методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) (рис. 1).

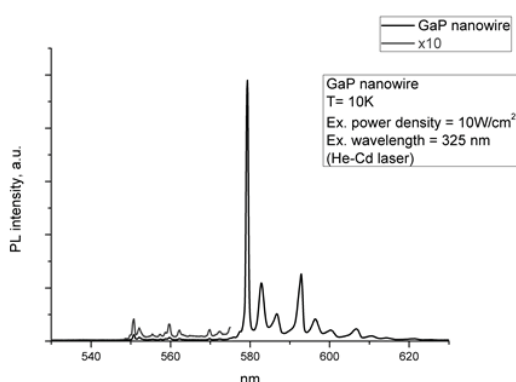
Исследования структурных свойств ННК GaP методом просвечивающей электронной микроскопии

(ПЭМ) показали, что они формируются преимущественно в вюрцитной фазе, в отличие от тонких пленок и объемного GaP формирующихся с кубической кристаллической структурой.



**Рис. 2.** а) Схематичное изображение ННК согласно программе роста. Линиями обозначены области соответствующие изменения параметров б) ПЭМ изображение ННК GaP.

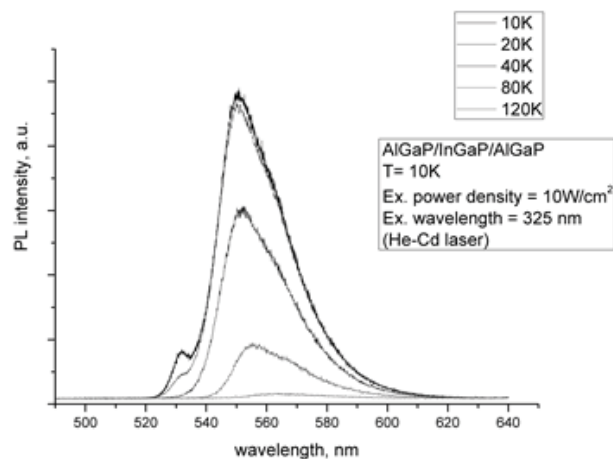
Кратковременные изменения отношений потоков осаждаемых материалов и повышение температуры роста приводят к образованию нанометровых включений в том числе с кубической кристаллической структурой (рис. 2б). На рис. 2а поперечными линиями схематично изображены области изменения температуры роста и потока Ga. В них наблюдается переброска фазы. Однако переброска фаз во время роста происходит также и неконтролируемо, поэтому требуются дополнительные исследования, чтобы экспериментально показать и промоделировать ростовые параметры необходимые для роста ННК GaP в WZ и ZB фазе.



**Рис. 3.** Спектр ФЛ массива ННК GaP при 10K.

Исследование морфологических свойств показали, что изменения параметров синтеза приводят к дополнительному боковому росту, что сказывается на увеличении диаметра ННК GaP и формированию дефектов (рис. 1), что требует дополнительного изучения.

Исследования оптических свойств проводились методом низкотемпературной фотолуминесценции (ФЛ). В спектрах ФЛ GaP ННК (рис. 3) наблюдалась полоса характерная для GaP с гексагональной кристаллической структурой, а так же тонкие линии ФЛ могут соответствовать нанометровым вставкам с кубической структурой. Так же были проведены исследования по синтезу AlGaP ННК с нановключением InGaP на подложке Si(111) методом МПЭ.



**Рис. 4.** Спектр температурной зависимости ФЛ массива AlGaP/InGaP/AlGaP ННК.

Положение пика в спектре ФЛ AlGaP ННК (рис. 4) так же соответствовал гексагональной кристаллической структуре, однако увидеть сигнал ФЛ соответствующий наноразмерной вставке InGaP не удалось, возможно из-за большого содержания In.

## Заключение

GaP и AlGaP выращенные методом МПЭ показали себя перспективными материалами для создания нановключений контролируемых размеров, заключенных в строго упорядоченную матрицу, которой может выступать массив ННК синтезированный на подложке Si.

## Литература

1. S. Assali et al. // Nano. Lett. 2013, 13, 1559–1563.
2. Jonathan P. Boulanger et al. // Journal of Crystal Growth, 2011, 332, p.21–26.

# Замедление света резонансными фотонными кристаллами и брэгговскими ван-дер-ваальсовыми гетероструктурами

Т.В. Шубина<sup>1</sup>\*, Д.Р. Казанов<sup>1</sup>, А.В. Пошакинский<sup>1</sup>, С.В. Сорокин<sup>1</sup>, В. Gil<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup> L2C UMR CNRS 5221, Université Montpellier 2–CNRS, F-34095 Montpellier, France.

\* shubina@beam.ioffe.ru

Теоретически исследованы особенности распространения и замедления коротких, фемто- и пикосекундных, импульсов света в одномерных резонансных фотонных кристаллах с различными типами элементарных ячеек, а также в брэгговских ван-дер-ваальсовых гетероструктурах. Показана возможность уменьшения групповой скорости экситон-поляритонов в ~50-100 раз по отношению к распространению света в вакууме при незначительном искажении формы импульса.

## Введение

Создание быстродействующих систем квантовой обработки информации предполагает возможность управления временем задержки импульсов света пикосекундной длительности без их существенного ослабления [1]. Одним из перспективных методов является использование «медленных» мод в резонансных фотонных кристаллах, в которых частоты экситонных резонансов и оптических мод совпадают [2]. В брэгговских структурах, период которых близок к половине длины волны света на частоте экситонного резонанса в квантоворазмерной области, возможно подавление ослабления проходящего импульса света. Предшествующие исследования в этом направлении касались резонансных кристаллов с простой элементарной ячейкой, содержащей одну квантовую яму. Реализованная задержка не превышала половины длительности импульса при уменьшении его интенсивности до 1% от исходной величины [3]. В то же время, теоретически была показана возможность управления дисперсией фотонных мод в резонансных фотонных кристаллах при использовании сложной элементарной ячейки [4], что и было использовано в данном исследовании.

## Методика исследования

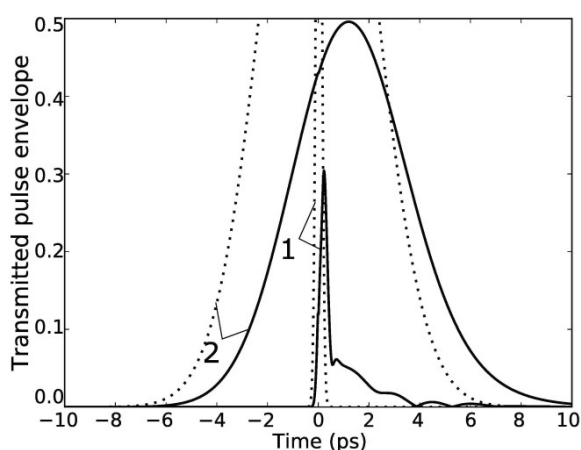
Метод расчета дисперсии одномерных резонансных фотонных кристаллов, задержки прошедших импульсов и их формы подробно изложен в [5]. Нами рассматривалось прохождение коротких импульсов света через структуры со сложной эле-

ментарной ячейкой, содержащей несколько квантовых ям, экситонные резонансы в которых были различным образом расстроены относительно брэгговского резонанса путем варьирования ширины ям или барьеров между ними. В качестве модельной системы были выбраны резонансные фотонные кристаллы на основе ZnSe/ZnMgSSe, псевдоморфно выращенные на подложках GaAs, с константами затухания экситона – радиационного  $\Gamma_0 = 0.125$  мэВ и нерадиационного  $\Gamma = 0.3$  мэВ. Для этой системы были проведены предварительные технологические эксперименты по формированию одномерных резонансных фотонных кристаллов, показавшие принципиальную возможность создания таких структур методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ).

Аналогичная методика использовалась для оценки замедления света в брэгговских ван-дер-ваальсовых гетероструктурах. Такие структуры с сильными экситонными резонансами в 2D монослоях, разделенных диэлектрическими промежутками, могут рассматриваться как «идеальные» резонансные фотонные кристаллы. Толщиной активной 2D области в расчетах подобных структур можно пренебречь, влияние диэлектрического контраста составляющих слоев может быть. Данных по радиационной и нерадиационной ширинам экситонных резонансов в 2D гетероструктурах опубликовано немного [6,7]. Значения  $\Gamma_0$  характеризуются большим разбросом (от долей до десятка мэВ). Поэтому в оценочных расчетах упор делался на соотношение величин  $\Gamma_0$  и  $\Gamma$ .

## Результаты и обсуждение

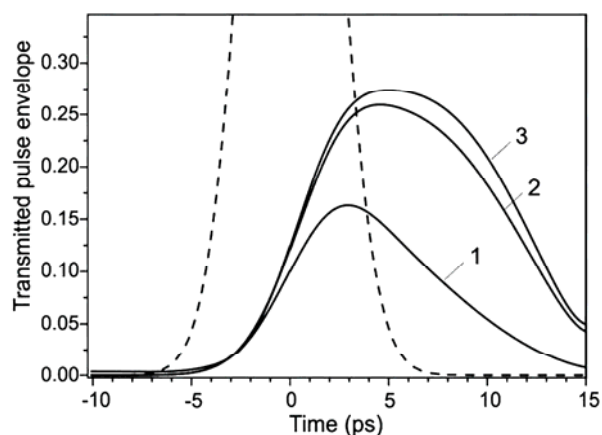
Проведенные расчеты резонансных фотонных кристаллы на основе ZnSe/ZnMgSSe квантовых ям показывают, что использование структур со сложной ячейкой позволяет уменьшить групповую скорость экситон-поляритонов при сохранении ширины окна прозрачности [5]. Предсказанная величина задержки пикосекундных импульсов, примерно равная их длительности, соответствует 50-кратному замедлению света по отношению к скорости света в вакууме при затухании всего в 3-5 раз и незначительном искажении формы импульса. Причем, чем больше длительность импульса, тем слабее искажения его формы (рис. 1).



**Рис. 1.** Импульсы с полушириной (1)  $\sim 100$  фс и (2)  $\sim 2$  пс (штриховые линии), прошедшие через структуру, элементарная ячейка которой содержит две квантовые ямы с частотами экситонного резонанса, отличающимися на  $|\delta\omega_x| = 2$  мэВ при отстройке несущей частоты импульса от экситонного резонанса  $\omega_0 - \omega_x = 2.5$  мэВ.

Было также исследовано прохождение коротких световых импульсов через резонансные фотонные кристаллы на основе брэгговских ван-дер-ваальсовых гетероструктур, элементарные ячейки которых содержат 2D монослойные вставки. Моделирование дисперсии показывает, что большой диэлектрический контраст в структуре способствует некоторому расширению окна прозрачности. Однако в рамках используемой модели различие в ослаблении и отличие форм прошедших импульсов для обычных и ван-дер-ваальсовых структур незначительно при одних и тех же параметрах затухания.

Увеличение задержки света может реализоваться, к примеру, за счет уменьшения нерадиационного затухания (рис. 2). Однако это сопровождается уширением импульсов. Более детальный расчет требует определения констант затухания в 2D монослойных структурах.



**Рис. 2.** Импульс с полушириной  $\sim 2$  пс (штриховая линия), прошедший при отстройке  $\omega_0 - \omega_x = 0.4$  мэВ через брэгговскую ван-дер-ваальсову гетероструктуру с монослойными вставками (простая элементарная ячейка) с  $\Gamma_0 = 0.1$  мэВ и  $\Gamma$  (1) 0,1 мэВ, (2) 0,01 мэВ, (3) 0,001 мэВ.

*Работа выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (контракт № 14.W03.31.0011); технологические исследования поддержаны РФФИ (Грант № 16-02-00204).*

## Литература

1. T.V. Shubina et al. «The Slow Light in Gallium Nitride» in III nitride semiconductors and their modern devices, Oxford University Press, (2013).
2. E.L. Ivchenko, A.I. Nesvizhskii, S. Jorda // Phys. Sol. State, V. 36, 1156 (1994).
3. J.P. Prineas et al. // Appl. Phys. Lett. V. 89, 241106 (2006).
4. E.L. Ivchenko et al. // Phys. Rev. B, V. 70, 195106 (2004).
5. Д.Р. Казанов, А.В. Пошакинский, Т.В. Шубина // Письма в ЖЭТФ, V. 105, 10 (2017).
6. M. Palumbo, M. Bernardi, J.C. Grossman // Nano Lett. V. 13, 3664 (2013).
7. S. Dufferwiell et al. // Nature Comm. V. 6, 8579 (2015).

# Эпитаксиальные соотношения для МОГФЭ слоев GaN(0001) на а-срезе сапфира (11-20)

П.А. Юнин\*, Ю.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин

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

\*yunin@ipmras.ru

Методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии экспериментально определены эпитаксиальные соотношения для слоев GaN с ориентации (0001), выращенных на подложках сапфира а ориентации (11-20) методом металлоорганической газофазной эпитаксии. Было получено, что GaN(-2110) || (1-102)Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Установленные эпитаксиальные соотношения в плоскости отличаются от приведенных в литературе. Обсуждаются возможные причины различий.

При исследовании возможностей роста неполярных слоев GaN было обнаружено, что на подложке сапфира а-среза (11-20) растет GaN с ориентацией (0001) [1-4]. Ряд структурных характеристик слоев GaN оказался даже лучше, чем у выращенных на сапфире с «традиционной» ориентацией (0001). При этом остается до конца не исследованным вопрос об однозначности эпитаксиальных соотношений в плоскости для GaN(0001)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(11-20) и их зависимости от условий роста на начальных стадиях. В литературе встречается два варианта соотношений для GaN(0001)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(11-20). Первый вариант GaN[11-20] || [0001]Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, второй – GaN[11-20] || [1-100]Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [1-4]. Кроме того, эпитаксиальные соотношения отличались даже у различных групп, использующих один метод роста – металлоорганическую газофазную эпитаксию (МОГФЭ). Данная работа посвящена исследованию эпитаксиальных соотношений для слоев GaN(0001)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(11-20), выращенных методом МОГФЭ.

Рост слоев GaN осуществлялся в оригинальной установке МОГФЭ пониженного давления с вертикальным кварцевым реактором и отдельным вводом реагентов. В нашем случае в качестве подложек использовались двухдюймовые пластины сапфира с ориентацией а-плоскостью (11-20) параллельно поверхности пластины, базовый срез был сделан параллельно плоскости с (0001) (производство ООО «Монокристалл»). Исследование ориентации слоев GaN относительно подложки проводилось методом рентгеновской дифрактометрии (РД, дифрактометр Bruker D8 Discover). РД эксперимент состоял в съемке серии ф-сканов (вращение образца в своей плоскости) для различных асимметричных отражений слоя и подложки. Использовались отражения (11-24) слоя GaN, а также отражения (-1-123), (0-222) подложки сапфира. Рентгеноди-

фракционный анализ показал, что в нашем случае методом МОГФЭ на а-срезе сапфира растет GaN(0001), что согласуется с литературными данными. Ширина кривой качания слоя GaN составила 0.13° для отражения (0004) и 0.23° для отражения (10-12). Эти величины сопоставимы со значениями для слоев GaN(0001)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(0001), выращенных нами при аналогичных условиях. Анализ систематических погасаний дифракционных отражений (типа R) для сапфира показал, что в нашем случае рост осуществлялся на поверхности (-1-120). Сопоставление ф-сканов (рис. 1а) для отражений (-1-124) слоя и (-1-123) подложки показало, что не реализуется ни один из вариантов эпитаксиальных соотношений, приведенных в литературе. Было обнаружено, что соответствующие направления GaN[-1-120] и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>[0001] строго не параллельны. Между этими направлениями наблюдается разворот на 2,4°. Стоит отметить, что разворот между этими направлениями на 0,75° наблюдался в работе [1], но авторы не придали ему особого значения.

Известно, что перпендикулярно плоскости а у сапфира лежит одна из плоскостей типа r (1-102), а угол между плоскостями r и с в плоскости а составляет 57,6°. Причем в сапфире r это плоскость спайности, вдоль которой пластины а-среза легко раскалываются. Полученные нами результаты позволяют выдвинуть утверждение, что в МОГФЭ слоях GaN(0001)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(11-20) r-плоскость сапфира параллельна а-плоскости GaN, т.е. GaN(-2110) || (1-102)Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Представляется очень вероятным, что именно поэтому в таких гетероструктурах легко формируются зеркальные сколы высокого качества. Установленное нами соотношение для плоскостей эквивалентно следующей записи для векторов: GaN[0-110] || [-1101]Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (или же GaN[-1-20] || [-111]Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в трехиндексной записи). На рис. 1б изображен фрагмент гномостереографической проекции для системы GaN(0001)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(-1-120), на



котором отмечены выходы нормалей некоторых плоскостей слоя и подложки, приведены полученные нами эпитаксиальные соотношения.

Расхождение наших результатов с данными, имеющимися в литературе, может иметь несколько объяснений. Во-первых, в зависимости от начальных условий роста, способа обработки поверхности подложки и других параметров, в разных экспериментах могут действительно реализовываться различные ориентации в плоскости при эпитаксии GaN(0001)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(11-20).

Наша дальнейшая работа в этом направлении будет посвящена исследованию таких возможностей. Во-вторых, нельзя исключать возможных ошибок в литературе при установлении и записи эпитаксиальных соотношений. Разворот между GaN[11-20] и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>[0001] в 2,4° из-за ограниченного углового разрешения использованных методов мог быть не замечен, некорректно измерен или же не интерпретирован в связи с углом 57,6° до ближайшей *r*-плоскости сапфира.

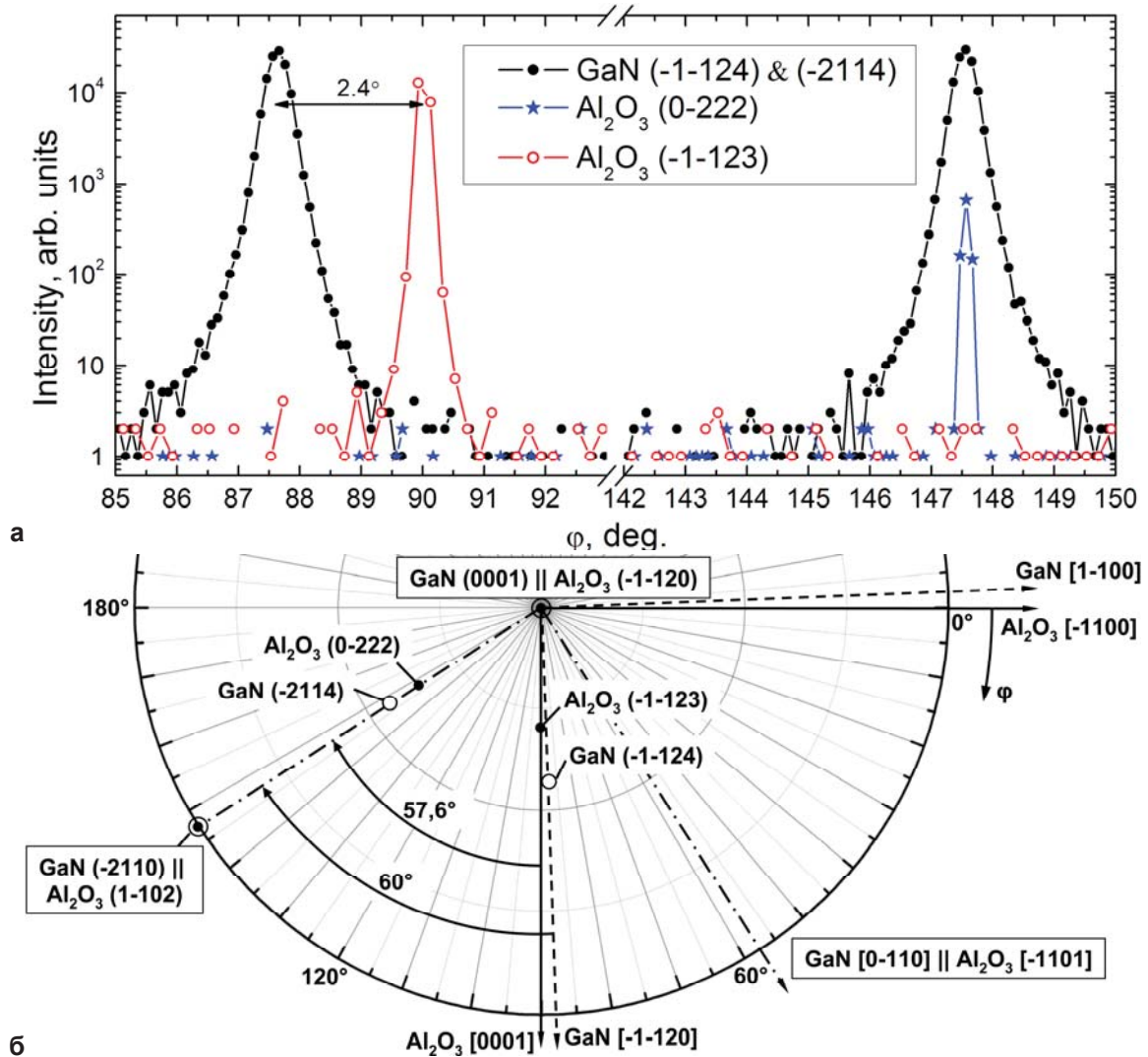


Рис. 1. а – фрагменты  $\phi$ -сканов некоторых отражений слоя GaN и подложки сапфира; б – фрагмент стереографической проекции для системы GaN(0001)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(-1-120). Точками помечены выходы нормалей атомных плоскостей.

### Литература

1. H. Kim-Chauveau, P. De Mierry, H. Cabane et al. // J. Appl. Phys., V. 104, 113516 (2008).
2. J. Bai, T. Wang, H. D. Li et al. // J. Cryst. Growth V. 231, P. 41 (2001).
3. D. Doppalapudi, E. Iliopoulos, S.N. Basu et al. // J. Appl. Phys., V. 85, 3582 (1999).
4. V. Darakchieva, P.P. Paskov, T. Paskova et al. // Appl. Phys. Lett. 82, 703 (2003).

# Исследование сегрегации Sb при эпитаксиальном росте кремния на высокоиндексных подложках

Д.В. Юрасов\*, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, В.Б. Шмагин

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\* Inquisitor@ipmras.ru

В работе исследована зависимость сегрегации Sb от температуры в Si слоях, сформированных на подложках с кристаллографическими ориентациями (111) и (115). Для Si(111) ход зависимости коэффициента сегрегации ( $r$ ) Sb от температуры роста качественно схож с результатами для Si(001), однако температура перехода от кинетически ограниченной к равновесной сегрегации для Si(111) выше на 150-170°C. Полученные результаты позволили адаптировать метод селективного легирования, предложенный авторами ранее для Si(001), к структурам, выращенным на Si(111) с учетом корректировки температур. С помощью данного метода выращены селективно-легированные Si:Sb/Si(111) структуры, в которых изменение концентрации Sb на порядок происходит на масштабах в единицы нанометров. Для структур, выращенных на подложках Si(115) обнаружено, что величина  $r$  в кинетически-ограниченном режиме больше, чем для Si(001). Это связывается с обратной зависимостью  $r$  от длины моноатомных террас и морфологией поверхности Si(115), которую можно приближенно рассматривать как поверхность типа "Si(001) с короткими террасами".

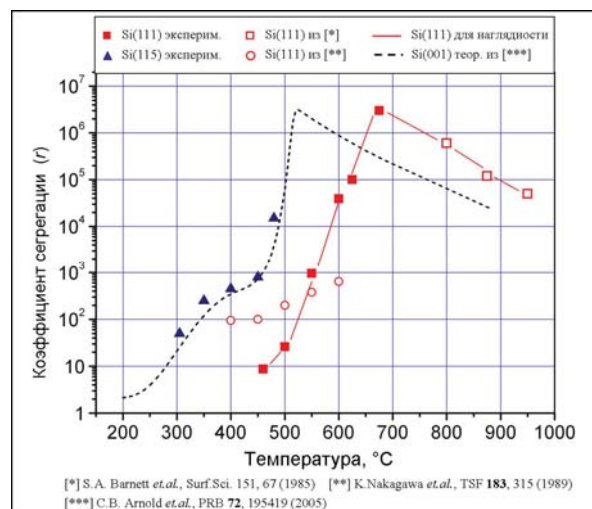
## Введение

Одной из проблем при формировании полупроводниковых структур является обеспечение их прецизионного легирования. Процесс сегрегации оказывает, как правило, наибольшее влияние на перераспределение атомов примеси при типичных условиях эпитаксиального роста. В подавляющем большинстве работ по исследованию эффекта сегрегации примесей использовались Si подложки с кристаллографической ориентацией (001). Однако использование иных кристаллографических ориентаций может дать определенные преимущества. В настоящей работе приведены результаты исследований процесса сегрегации доноров (на примере Sb) в Si слоях, выращенных методом МПЭ на Si подложках с различной кристаллографической ориентацией. Количественные характеристики эффекта сегрегации были получены из анализа распределений Sb 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 Si подложках с кристаллографической ориентацией (111) и (115) (рис. 1). Полученные экспериментальные данные и данные из литературы показали, что качественно вид зависимости  $r(T)$  для Si:Sb/Si(111) структур схож с таковым для структур Si:Sb, выращенных на Si(001). А именно,

выявлено два характерных режима сегрегации - режим кинетических ограничений (сегрегация усиливается с ростом  $T$ ) и равновесный режим (сегрегация ослабевает с ростом  $T$ ). Однако температура перехода между режимами для Si(111) смещена относительно Si(001) в сторону больших значений на 150-170°C (рис. 1). Полученное значение температуры перехода для Si(111) совпадает с оценками, сделанными в работах [1, 2].



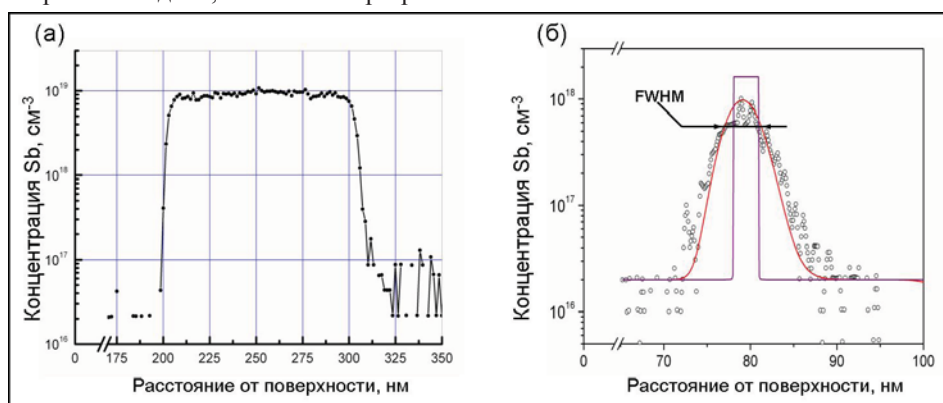
**Рис. 1.** Зависимости  $r(T)$  для Sb:Si(111) и Sb:Si(115), полученные в настоящей работе, а также взятые из литературы. Для сравнения приведена теоретическая кривая  $r(T)$  для Sb:Si(001) (пунктир).

Смещение температуры перехода от режима кинетических ограничений к равновесному в сторону больших  $T$  для ориентации (111) требует, согласно

модели [3], увеличения потенциального барьера между “поверхностным” и “подповерхностным” состояниями. Оценки величины данного барьера для ориентации (111), сделанные в [2], дают значение 1.2 эВ, что, однако, близко к оценкам для ориентации (001) из работ [3, 4]. При этом, даже с использованием вышеприведенных оценок потенциальных барьеров, как в рамках обменной модели [4], так и в рамках более сложной (рассматривающей террасы и ступени) модели [3] не удастся удовлетворительно описать полученную для Si:Sb/Si(111) структур зависимость  $r(T)$  во всем интервале температур. Это связывается с существенными отличиями морфологии поверхностей Si(111) и Si(001) (реконструкция, конфигурация оборванных связей и т.п.), которые не позволяют напрямую адаптировать модели, изначально разра-

ботанные для поверхности Si(001), к ориентации Si(111). В связи с этим, теоретическое моделирование процесса сегрегации Sb на поверхности Si(111) требует дальнейших исследований.

Было обнаружено, что на зависимости  $r(T)$  есть участок, где  $r$  меняется на 5 порядков в узком интервале температур (500-675°C). Это позволило адаптировать метод селективного легирования, основанный на контролируемом использовании эффекта сегрегации, предложенный авторами ранее для Si(001) структур, к структурам, выращенным на Si(111) с учетом корректировки температур. С помощью данного метода выращены селективно-легированные Si:Sb/Si(111) структуры, в которых изменение концентрации Sb на порядок происходит на масштабах в единицы нанометров (рис. 2).



**Рис. 2.** Селективно-легированные Si:Sb/Si(111) структуры. (а) – однородно легированный слой с резкими границами, градиент концентрации Sb  $\sim 3.5$  нм/декада. (б) –  $\delta$ -легированный Si:Sb слой (кружки – эксперимент, красная кривая – огибающая для моделирования, сиреневый профиль – оценка реальной ширины  $\delta$ -слоя и концентрации Sb в нем с учетом аппаратного уширения профиля ВИМС). Измеренная ВИМС FWHM=4.5 нм, после обработки и учета аппаратного уширения FWHM $\sim 3$  нм.

Для Sb:Si(115) структур было обнаружено, что величина  $r$  в кинетически-ограниченном режиме больше, чем для Si(001) (рис. 1). Данный факт может быть объяснен в рамках модели [3], согласно которой в кинетически-ограниченном режиме величина  $r$  определяется сегрегацией на моноатомных ступенях. Чем выше их плотность, т.е. чем короче длина моноатомных террас, тем больше мест, где атомы примеси могут вскарабкаться на верхнюю террасу, и поэтому тем сильнее сегрегация. Поскольку поверхность Si(115) можно приближенно рассматривать как поверхность типа “Si(001) с короткими террасами” [5], то для такой поверхности  $r$  должно быть выше, что и наблюдалось в эксперименте.

*Работа выполнена при поддержке Программ РАН и РФФИ (грант № 16-02-00686). Использовано оборудование ЦКП “Физика и технология микро- и наноструктур”.*

## Литература

1. R.A. Metzger, F.G. Allen // J. Appl. Phys. **55**, 931 (1984).
2. M. Ladeveze et al. // Phys. Rev. B **56**, 7615 (1997).
3. C.B. Arnold, M.J. Aziz // Phys. Rev. B **72**, 195419 (2005).
4. H. Jorke // Surface Science **193**, 569 (1988).
5. A.A. Baski et al. // Surface Science **392**, 69 (1997).

# Фотолуминесценция структур с двойными КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs в спектральном диапазоне 1-1.3 мкм

А.Н. Яблонский<sup>1,\*</sup>, Д.И. Крыжков<sup>1</sup>, С.В. Морозов<sup>1</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>, Н.В. Байдусь<sup>2</sup>, О.В. Вихрова<sup>2</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, 603950.

\* yablonsk@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследования излучательных свойств гетероструктур с двойными квантовыми ямами InGaAs/GaAsSb/GaAs, выращенных методом газозфазной эпитаксии из металл-органических соединений на подложках GaAs, а также на релаксированных буферных слоях InGaAs/GaAs и GaAsSb/GaAs.

## Введение

Интерес к гетероструктурам с квантовыми ямами (КЯ) GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs связан с возможностью создания на их основе вертикально излучающих лазеров, работающих в спектральном диапазоне 1.3–1.5 мкм при комнатной температуре. В гетероструктурах GaAsSb/GaAs излучение в указанном диапазоне может быть получено при содержании сурьмы > 35%, при этом разрыв зоны проводимости на гетерогранице GaAsSb/GaAs близок к нулю, и электроны в таких структурах оказываются слабо локализованными [1–3]. В гетероструктурах с двойными КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs электроны могут быть эффективно локализованы в слоях InGaAs, а дырки – в слоях GaAsSb, что приводит как к повышению эффективности излучательной рекомбинации при комнатной температуре, так и к увеличению длины волны основного излучательного перехода по сравнению с гетероструктурами GaAsSb/GaAs за счет увеличения эффективной ширины двойной КЯ [3]. В данной работе представлены результаты исследования гетероструктур с двойными КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs в зависимости от параметров (содержание Sb и In в слоях GaAsSb и InGaAs, толщины слоев) и условий получения (температура роста и т.д.) структур. Основной целью работы является определение максимальной длины волны излучательного перехода, достижимой в системе InGaAs/GaAsSb/GaAs без существенного ухудшения кристаллического качества структур, вызванного необходимостью повышения содержания Sb и In в слоях GaAsSb и InGaAs для продвижения в длинноволновую область спектра. Также в работе рассматриваются структуры с

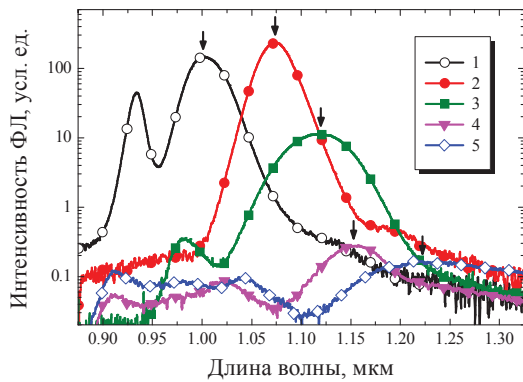
КЯ InGaAs/GaAsSb на "искусственных" подложках с релаксированными буферными слоями InGaAs или GaAsSb, использование которых позволяет увеличить содержание In и Sb или толщину слоев InGaAs и GaAsSb в КЯ и, как следствие, достигнуть большей длины волны основного излучательного перехода.

## Результаты и обсуждение

Структуры с КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs (в том числе, структуры с релаксированными буферными слоями InGaAs или GaAsSb) выращивались методом газозфазной эпитаксии из металл-органических соединений [4] на подложках GaAs(001). Основные параметры КЯ в исследованных структурах приведены в табл. 1. Для возбуждения фотолуминесценции (ФЛ) использовалось непрерывное лазерное излучение (0.44 мкм) или импульсное излучение (0.4–0.8 мкм) с длительностью импульса ~ 5 нс. Для регистрации ФЛ использовался решеточный монохроматор Acton-2300 и многоканальный фотоприемник на основе линейки диодов InGaAs или ФЭУ ИК диапазона Hamamatsu (время отклика ~ 2 нс). Исследования ФЛ проводились при температурах от 4.2 до 300 К.

Таблица 1. Параметры двойной КЯ InGaAs/GaAsSb.

№	Температура роста КЯ	d <sub>InGaAs</sub> / d <sub>GaAsSb</sub>	Подложка
1	500°C	4 нм / 6 нм	GaAs
2	520°C	4 нм / 10 нм	GaAs
3	475°C	4 нм / 6 нм	GaAs
4	475°C	5 нм / 7 нм	GaAs
5	475°C	6 нм / 8 нм	GaAs
6	540°C	6 нм / 7 нм	GaAsSb/GaAs
7	550°C	6 нм / 8 нм	InGaAs/GaAs

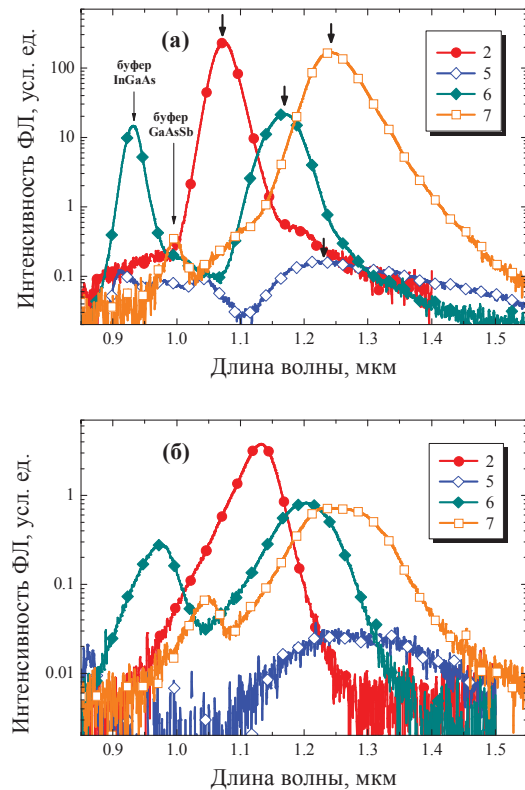


**Рис. 1.** Спектры ФЛ структур с двойной КЯ InGaAs/GaAsSb на подложке GaAs(001) (табл.1) при 77 К. Линии ФЛ КЯ обозначены стрелками.

На рис. 1 приведены спектры ФЛ серии структур, содержащих двойную КЯ InGaAs/GaAsSb с различной толщиной слоев InGaAs и GaAsSb, выращенную на подложке GaAs(001). Увеличение толщины слоев InGaAs и GaAsSb, составляющих КЯ, а также понижение температуры роста КЯ приводило к сдвигу линии ФЛ от 1 до > 1.2 мкм. При этом увеличение длины волны ФЛ КЯ до 1.1 мкм осуществлялось без снижения интенсивности ФЛ (образцы 1 и 2), тогда как дальнейшее смещение в длинноволновую область спектра сопровождалось резким падением интенсивности ФЛ (образцы 3-5). Это связано с возрастанием числа центров безызлучательной рекомбинации носителей заряда при понижении температуры роста и увеличении толщины КЯ в связи с приближением к критической толщине эпитаксиального роста слоев InGaAs и GaAsSb. Следует отметить, что, несмотря на II тип гетероперехода в КЯ InGaAs/GaAsSb, время спада ФЛ в рассмотренных структурах не превышало 5 нс (временное разрешение системы регистрации ФЛ), т.е., по-видимому, определялось безызлучательными процессами рекомбинации носителей заряда.

Для дальнейшего смещения линии ФЛ в длинноволновую область спектра была рассмотрена серия структур, выращенных с использованием релаксированных буферных слоев GaAsSb и InGaAs. На рис. 2 приведены спектры ФЛ, полученные для наиболее эффективно излучающих структур с КЯ InGaAs/GaAsSb, выращенных на буферном слое GaAsSb (образец 6) и InGaAs (образец 7). Как видно из рис. 2, структуры, выращенные на релаксированных буферных слоях, демонстрируют эффективную ФЛ (в том числе при комнатной температуре) с максимумом на длине волны 1.2-1.3 мкм, сравнимую с наиболее интенсивно излучающими структурами, выращенными на подложке GaAs (2), и

на 2-3 порядка превышающую интенсивность ФЛ структур на подложке GaAs, излучающих в том же спектральном диапазоне (5). Полученные данные свидетельствуют о более значительном влиянии на кристаллическое качество и излучательные свойства структур с КЯ InGaAs/GaAsSb более равновесных условий роста, достигаемых при использовании метаморфных буферов GaAsSb или InGaAs, по сравнению с большей дефектностью искусственных подложек на основе таких метаморфных буферов.



**Рис. 2.** Спектры ФЛ структур с двойной КЯ InGaAs/GaAsSb, выращенных на подложках GaAs (2, 5) и релаксированных буферных слоях GaAsSb (6) и InGaAs (7) при 77 К (а) и 300 К (б). Стрелками обозначены линии ФЛ КЯ и буферных слоев.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 17-02-01109).*

## Литература

1. J.R. Pesetto, G.B. Stringfellow // J. Cryst. Growth, 62, 1 (1983).
2. Ю.Г. Садофьев, N. Samal, Б.А. Андреев, В.И. Гавриленко, С.В. Морозов, А.Г. Спиваков, А.Н. Яблонский // ФТП, 44(3), 422 (2010).
3. D.I. Kryzhkov, A.N. Yablonsky, S.V. Morozov, V.Ya. Aleshkin, B.N. Zvonkov, O.V. Vikhrova, Z.F. Krasilnik // J. Appl. Phys., 116, 203102 (2014).
4. Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, О.В. Вихрова, Н.В. Дикарев // ФТП, 47, 1231 (2013).

# Квантовый эффект Холла в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe со спектром двуслойного графена

М.В. Якунин<sup>1,\*</sup>, С.С. Криштопенко<sup>2</sup>, С.М. Подгорных<sup>1</sup>, М.Р. Попов<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, д. 18, Екатеринбург, 620219.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

\* yakunin@imp.uran.ru

Обнаружена необычная картина квантового эффекта Холла (КЭХ) в двойной квантовой яме, состоящей из двух слоев HgTe с близкой к критической толщиной 6.5 нм, разделенных туннельно прозрачным барьером  $\text{Cd}_{0.71}\text{Hg}_{0.29}\text{Te}$ , имеющей проводимость  $p$ -типа. Картина КЭХ состоит из двух частей: (i) традиционной в небольших полях для концентрации дырок  $p = 0.4 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , и (ii) смещенным в сильные поля переходом из состояния КЭХ  $i = 2$  в  $i = 1$ , соответствующем  $p = 1.6 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Эти две части разделены возвратным переходом между состояниями  $i = 2 - 1 - 2$  с признаками двукратного пересечения разделяющего эти две фазы делокализованного состояния. Показано, что наблюдаемые особенности обусловлены (i) внедрением аномального магнитного уровня в веер уровней легких дырок, дающего электронный вклад в проводимость, и (ii) наличием гигантской плотности локализованных состояний в окрестностях бокового максимума валентной зоны, проявляющейся по мере приближения уровня Ферми к этой области.

## Введение

Энергетический спектр (квази)двумерного слоя HgTe формируется из уровней легких носителей (обозначаемых  $E_i$ , они образуются из комбинаций состояний зоны  $\Gamma_6$  и состояний с моментом  $\pm 1/2$  зоны  $\Gamma_8$ ) и тяжелых ( $HN_i$ , формируются состояниями  $\pm 3/2$  зоны  $\Gamma_8$ ), притом взаимное расположение подзон размерного квантования этих семейств радикальным образом зависит от толщины слоя  $d$  [1]. При толщине менее критической  $d < d_c \approx 6.3$  нм все подзоны  $E_i$  расположены выше подзон  $HN_i$ , образуя нормальный энергетический спектр. При  $d > d_c$  нижняя подзона семейства  $E$  ( $E1$ ) опускается ниже верхней подзоны семейства  $HN$  ( $HN1$ ), эти две подзоны переворачиваются, и порядок расположения подзон становится инвертированным. При критической толщине две соприкасающиеся подзоны  $E1$  и  $HN1$  образуют дираковский спектр. Структуры с инверсным и квазидираковским спектром интересны тем, что в них существуют бесщелевые краевые состояния, превращающие эти объекты в топологические изоляторы. Создание двойных квантовых ям (ДКЯ) со слоями HgTe открывает новые возможности в конструировании нетрадиционного энергетического спектра от возможности регулирования величины перекрытия зон и реализации особых условий для квантового эффекта Холла [2] до построения систем с комбинированным межслойным

взаимодействием между принципиально различающимися состояниями  $E$  и  $HN$ .

## Двойная квантовая яма HgTe/CdHgTe

В работе впервые выполнены исследования магнитотранспорта в ДКЯ HgTe/CdHgTe с туннельно-прозрачным барьером и энергетическим спектром, похожим на зонную структуру двуслойного графена [3]. Такой спектр реализуется в ДКЯ при критической толщине слоев HgTe  $d_c = 6.3$ – $6.5$  нм и относительно тонком барьере CdHgTe [4] (3 нм в наших образцах). В этом случае актуальным для проводимости становится уровень типа  $E$ , что радикально меняет ситуацию по сравнению с ДКЯ, состоящей из более широких слоев HgTe [2]. В последней все процессы развиваются только в слоях  $HN$ , а между ними при реальных толщинах барьера туннельная щель исчезающе мала. Напротив, между уровнями типа  $E$  в ДКЯ формируется большая туннельная щель, и получающаяся комбинация пары нерасщепленных уровней  $HN$  и пары расщепленных уровней  $E$  качественно воспроизводит картину энергетического спектра двуслойного графена. Мы получили экспериментальное доказательство существования туннельной щели между состояниями легких носителей – по наличию пика в магнитосопротивлении (МС) в параллельном слое магнитном поле [3].

## Аномалии квантового эффекта Холла

В серии идентичных образцов с дырочной проводимостью обнаружена нетрадиционная структура квантового эффекта Холла (КЭХ, рис. 1): на плато с номером  $i = 2$  присутствует ярко выраженный пик, и склонам этого аномального пика соответствуют два пика продольного МС. При этом в значительно больших полях наблюдается устойчивый переход плато–плато  $2 - 1$ , и его положение соответствует существенно большей плотности дырок, чем это следует из картины КЭХ в малых полях:  $(0.4 \text{ и } 1.6) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Положение аномального пика устойчиво к ИК освещению и к наклону магнитного поля, хотя эти факторы сильно влияют на его амплитуду. С другой стороны, положение стабильного перехода  $2 - 1$  сильно меняется с изменением условий. Мы интерпретируем аномальный пик как возвратный КЭХ между состояниями  $2 - 1 - 2$ . Из сопоставления с рассчитанной картиной магнитных уровней видно, что такой возвратный переход может быть связан с заходом уровня Ферми в щель для фактора заполнения дырок  $i = 1$  в узком интервале полей в окрестностях пересечения аномально-го электроно-подобного уровня, выходящего из нижней дырочной подзоны типа  $E$ , и уровня из веера дырочных уровней в валентной зоне типа  $HH$ . Таким образом, природа эффекта обусловлена самим фактом наложения электронного уровня на дырочные. Указанное пересечение уровней находится близко по энергии к боковому максимуму валентной зоны, с которым связана высокая плотность состояний. С уменьшением магнитного поля уровень Ферми  $E_F$ , следуя за опускающимся аномальным уровнем, заходит в связанную с боковым максимумом область высокой плотности состояний (заштрихованная область на рис.1, где отображены отдельные магнитные уровни с большими номерами). Это ведет к стабилизации  $E_F$  при дальнейшем уменьшении поля, способствуя пересечению уровнем Ферми нижнего угла щели  $i = 1$ .

Наш эксперимент указывает на то, что при заходе  $E_F$  в область высокой плотности состояний боковых максимумов значительная часть дырок исключается из магнитотранспорта из-за локализации в этих максимумах, а картина КЭХ в этой части формируется пересечениями делокализованных состояний веера вышележащих дырочных уровней. В боль-

ших полях  $E_F$  уходит вверх из области локализованных состояний, и здесь уже полная концентрация дырок определяет переход  $2 - 1$ .

Наличие хорошо выраженного плато  $i = 1$  в сильных полях указывает на некоторую асимметрию ДКЯ, приводящую к формированию щели не туннельной природы между состояниями  $HH$ .

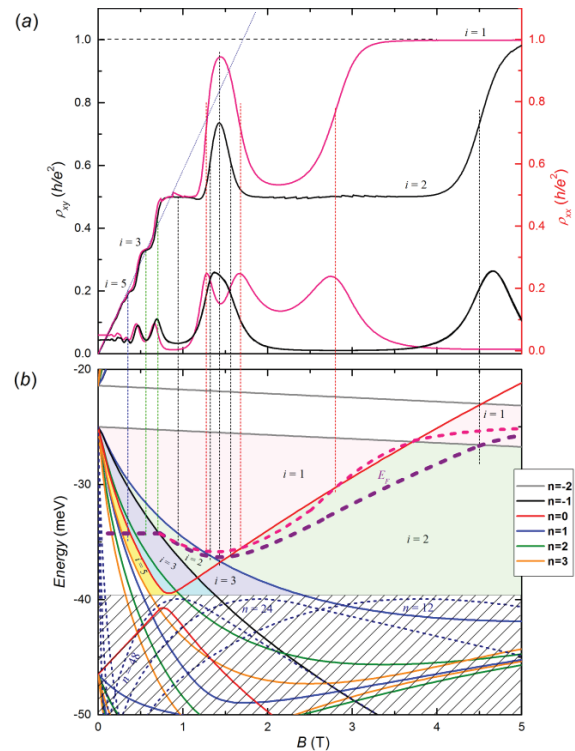


Рис. 1. Аномальная картина КЭХ (до и после подсветки) и ее интерпретация на основе рассчитанных уровней.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при частичной поддержке РФФИ (проект № 17-02-00330) и фонда УрО РАН (проект 15-9-2-21).

## Литература

1. M. König, H. Buhmann, L.W. Molenkamp *et al.* // J. Phys. Soc. Jpn., V. 77, 031007 (2008).
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. S. S. Krishtopenko, W. Knap, F. Teppe // Nature: Scientific Rep., V. 6, 30755 (2016).

## Содержание 2 тома

### Секция 3

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

<i>Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Yadav D., Mitsushio J., Tobah Y., Tamamushi G., Watanabe T., Wako H., Satou A., Suemitsu M., Suemitsu T., Fukidome H., Ryzhii M., Ryzhii V., Otsuji T.</i> Terahertz radiation emission from graphene-channel field-effect transistor or CdHgTe structures with HgTe quantum wells.....	459
<i>Dvoretzkii S.A., Ruffenach S., Krishtopenko S.S., Consejo C., Marcinkiewicz M., Kadykov A.M., Knap W., Morozov S.V., Gavrilenko V.I., Mikhailov N.N., Teppe F.</i> Temperature-driven single-valley Dirac fermions in HgTe quantum wells.....	461
<i>Hombe A., Kurokawa Y., Yurasov D.V., Shaleev M.V., Morozova E.E., Novikov A.V., Usami N.</i> Surface Morphology of Light Trapping Structure for Si Crystalline Thin Film Solar Cells formed using a Ge(Si) Dot Mask Grown by SS MBE.....	463
<i>Kadykov A.M., Krishtopenko S.S., Jouault B., Desrat W., Marcinkiewicz M., Torres J., Ruffenach S., Consejo C., Dyakonova N., But D., Spirin K.E., Morozov S.V., Gavrilenko V.I., Mikhailov N.N., Dvoretzkii S.A., Kvon Z.D., Knap W., Teppe F.</i> Temperature-driven quantum spin Hall state in HgTe quantum well.....	465
<i>Kozulin A.S., Malyshev A.I., Kirillova N.E.</i> Multimode transport in quasi-one-dimensional waveguides with spin-orbit coupling.....	467
<i>Krishtopenko S.S., Teppe F.</i> Two-dimensional Dirac fermions in III-V semiconductor quantum wells.....	468
<i>Malyshev A.I., Kirillova N.E., Kozulin A.S.</i> Quantum states of electrons in quasi-one-dimensional waveguides with spin-orbit coupling.....	470
<i>Shashkin A.A., Melnikov M.Yu., Dolgoplov V.T., Huang S.-H., Liu C.W., Kravchenko S.V.</i> Indication of the fermion condensation in a strongly correlated electron system in SiGe/Si/SiGe quantum wells.....	472
<i>Teppe F., Кадыков А.М., Torres J., Marcinkiewicz M., Криштоненко С.С., Ruffenach S., Consejo C., Smirnov D., Dyakonova N., Desrat W., Orlita M., But D., Knap W., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Особенности поведения спектра магнитопоглощения безмассовых кейновских фермионов от температуры в объемных структурах на основе HgCdTe.....	474
<i>Tretiakov O.A.</i> Spin-Orbit Torques and Skyrmion Hall Angle.....	476
<i>Zybtsev S.G., Pokrovskii V.Ya., Nasretdinova V.F., Zaitsev-Zotov S.V., Pavlovskiy V.V., Wu Pai W., Chu M.-W., Lin Y.G., Zupanič E., van Midden H.J.P., Šturm S., Tchernychova E., Prodan A., Bennett J.C., Mukhamedshin I.R., Chernysheva O.V., Menushenkov A.P., Titov A.N.</i> The unusual charge-density wave in the monoclinic phase of NbS <sub>3</sub> .....	477
<i>Абрамкин Д.С., Бакаров А.К., Колотовкина Д.А., Гутаковский А.К., Шамирзаев Т.С.</i> Определение типа энергетического строения гетероструктур с диффузионно-размытыми границами.....	479
<i>Абросимов А.С., Демидов Е.С., Карзанов В.В., Демидова Н.Е., Бударин Л.И.</i> Свойства пористого кремния, легированного переходными элементами группы железа.....	481
<i>Акимов А.Н., Климов А.Э., Пащин Н.С., Ярошевич А.С., Савченко М.Л., Эпов В.С., Федосенко Е.В.</i> Связь длинноволновой границы чувствительности пленок PbSnTe:In, полученных методом МЛЭ, с их составом и структурой.....	483
<i>Акимов А.Н., Климов А.Э., Супрун С.П., Эпов В.С.</i> Влияние поверхности на угловые особенности магнетосопротивления пленок PbSnTe:In в режиме ограничения тока пространственным зарядом.....	485
<i>Александров И.А., Журавлев К.С., Мансуров В.Г., Малин Т.В., Гилинский А.М.</i> Механизмы рекомбинации в ансамбле GaN/AlN квантовых точек.....	487



<i>Алексеев А.Н., Мамаев В.В., Петров С.И.</i> Исследование влияния сурфактанта Ga при высокотемпературной аммиачной МЛЭ слоев AlN на свойства нитридных гетероструктур.....	489
<i>Алешкин В.Я., Байдусь Н.В., Дубинов А.А., Фефелов А.Г., Красильник З.Ф., Кудрявцев К.Е., Некоркин С.М., Новиков А.В., Павлов Д.А., Самарцев И.В., Скороходов Е.В., Шалеев М.В., Сушков А.А., Яблонский А.Н., Юнин П.А., Юрасов Д.В.</i> Лазерные диоды InGaAs/GaAs/AlGaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии на Ge/Si(001) подложках.....	491
<i>Алешкин В.Я., Гаврленко Л.В., Козлов Д.В.</i> Каскадный захват электронов на заряженные доноры в слабо компенсированных полупроводниках.....	493
<i>Алешкин В.Я., Гапонова Д.М., Красильникова Л.В., Крыжков Д.И.</i> Изменение резонансного поглощения в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами.....	495
<i>Алешкин В.Я., Дубинов А.А.</i> Влияние замешивания состояний легких и тяжелых дырок на межподзонные переходы дырок в квантовых ямах гетероструктур GaAs/AlGaAs.....	497
<i>Алтухов И.В., Казан М.С., Папроцкий С.К., Баранов А.Н., Тесье Р., Буравлев А.Д., Васильев А.П., Задиранов Ю.М., Ильинская Н.Д., Усикова А.А., Устинов В.М.</i> Электронный транспорт в короткопериодных сверхрешетках с распределенным ТГц резонатором.....	499
<i>Андреев Б.А., Бушуйкин П.А., Давыдов В.Ю., Лобанов Д.Н., Курицын Д.И., Яблонский А.Н., Аверкиев Н.С., Савченко Г.М., Красильник З.Ф.</i> Фотоэлектрические свойства эпитаксиальных слоев нитрида индия.....	501
<i>Андреев Б.А., Ершов А.В., Легков А.М., Грачев Д.А., Красильникова Л.В., Яблонский А.Н., Чунин И.И., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Ежевский А.А.</i> Люминесцентные свойства структур с нановключениями кремния в диоксиде кремния и оксидах с высокой диэлектрической постоянной, отожженных в водороде.....	503
<i>Андреев Б.А., Яблонский А.Н., Красильникова Л.В., Корнев Р.А., Сенников П.Г.</i> Особенности люминесценции аморфного и нанокристаллического кремния, полученного плазмохимическим методом из SiF <sub>4</sub> и SiH <sub>4</sub> .....	505
<i>Анисимов А.Н., Мохов Е.Н., Солтамов В.А., Астахов Г.В., Дьяконов В., Баранов П.Г.</i> Оптическая спектроскопия антипересечения спиновых подуровней в SiC и алмазе.....	507
<i>Анфертьев В.А., Вакс В.Л., Третьяков И.В., Гольцман Г.Н.</i> ТГц гетеродинный приемник на основе NbN НЕВ смесителя и квантово-каскадного лазера в качестве гетеродина.....	509
<i>Аронзон Б.А., Овешников Л.Н., Прудкогляд В.А., Кунцевич А.Ю., Селиванов Ю.Г., Чижевский Е.Г.</i> Магнитотранспорт в тонких эпитаксиальных пленках Bi <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> .....	511
<i>Афанасьев А.Н., Грешнов А.А., Зегря Г.Г.</i> О скорости ударной ионизации в прямозонных полупроводниках и квантовых ямах на их основе.....	513
<i>Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Дикарева Н.В., Некоркин С.М., Звонков Б.Н.</i> Анализ внутренних оптических потерь лазерных гетероструктур с вытекающей модой.....	515
<i>Багаев В.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Новиков А.В.</i> Усиление видимой люминесценции SiGe-гетероструктур плазмонными наночастицами.....	517
<i>Байдакова Н.А., Новиков А.В., Морозова Е.Е., Скороходов Е.В., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В.</i> Формирование микрорезонаторов на базе фотонных кристаллов для кремниевой оптоэлектроники.....	519
<i>Байдакова Н.А., Яблонский А.Н., Новиков А.В., Шалеев М.В.</i> Наблюдение пространственно прямой излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островами.....	521
<i>Байдусь Н.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Красильник З.Ф., Некоркин С.М., Новиков А.В., Павлов Д.А., Рыков А.В., Сушков А.А., Шалеев М.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В., Яблонский А.Н.</i> Особенности выращивания лазерных структур InGaAs/GaAs/AlGaAs на подложках Ge/Si методом МОС-гидридной эпитаксии.....	523
<i>Белёвский П.А., Винославский М.Н., Порошин В.Н., Байдусь Н.В., Звонков Б.Н.</i> Эффект переключения в проводимости InGaAs/GaAs гетероструктур с туннельно-связанными квантовыми ямами.....	525
<i>Бовкун Л.С., Иконников А.В., Алешкин В.Я., Криштопенко С.С., Piot В., Orlita М., Potemski М., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Магнитооптические исследу-	

дования гетероструктур HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами с дырочным типом проводимости .....	527
<b>Брунев Д.В., Варавин В.С., Васильев В.В., Дворецкий С.А., Зверев А.В., Кузьмин В.Д., Макаров Ю.С., Михантьев Е.А., Предеин А.В., Сабинаина И.В., Сусяков А.О., Сидоров Г.Ю., Сидоров Ю.Г., Латышев А.В.</b> Матричные фотоприемные устройства формата 384x288 для ИК-диапазона 8-10 мкм .....	529
<b>Бушуев Е.В., Юров В.Ю., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Ашкинази Е.Е., Рябова А.В., Антонова И.А., Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Тertyшник А.Д.</b> Применение низкокогерентной тандемной интерферометрии для <i>in situ</i> мониторинга роста CVD алмаза .....	531
<b>Варавин В.С., Марин Д.В., Шефер Д.А., Якушев М.В.</b> Исследование механизмов рекомбинации неосновных носителей заряда в гетерозпитаксиальных структурах Cd <sub>x</sub> Hg <sub>1-x</sub> Te, выращенные методом МЛЭ, на подложках Si(013) .....	533
<b>Вдовичев С.Н., Кудрявцев К.Е., Машин А.И., Морозова Е.Е., Нежданов А.В., Новиков А.В., Скороходов Е.В., Шенгуров Д.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В.</b> Локально растянутые Ge микроструктуры для источников излучения на кремнии .....	535
<b>Винниченко М.Я., Махов И.С., Селиванов А.В., Фирсов Д.А., Воробьев Л.Е., Shterengas L., Belenky G.</b> Безызлучательная оже-рекомбинация в квантовых ямах InGaAsSb/AlGaAsSb .....	537
<b>Вихарев А.Л.</b> Полупроводниковый CVD алмаз для полупроводниковых приборов .....	539
<b>Волков В.А., Еналдиев В.В.</b> Резонансное поглощение терагерцевого излучения в наноперфорированном графене .....	541
<b>Гавриленко В.И., Перов А.А., Протогенов А.П., Туркевич Р.В., Чулков Е.В.</b> Цепочка петель нулей дираковского спектра в магнитном и электрическом полях .....	543
<b>Галеева А.В., Артамкин А.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.</b> Фотоэлектрические явления в пленках Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te в области прямого и инверсного спектра .....	545
<b>Галеева А.В., Крылов И.В., Дроздов К.А., Князев А.Ф., Кочура А.В., Кузьменко А.П., Захвалинский В.С., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.</b> Особенности релаксации электронов в дираковских полуметаллах (Cd <sub>1-x</sub> Zn <sub>x</sub> ) <sub>3</sub> As <sub>2</sub> .....	547
<b>Гапонова Д.М., Крыжков Д.И., Красильник З.Ф., Красильникова Л.В., Охаткин А.И., Краев С.А., Журавлев К.С.</b> Влияние эффекта Штарка на интенсивность фотолюминесценции в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами .....	549
<b>Германенко А.В., Миньков Г.М., Рут О.Э., Шерстобитов А.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</b> Зеэмановское расщепление электронного спектра в широких квантовых ямах HgTe .....	551
<b>Гиндикин Я.В., Сабликов В.А.</b> Коллективные возбуждения одномерных электронов со спин-орбитальным взаимодействием, создаваемым зарядами изображения .....	553
<b>Голов М.В., Анфертьев В.А., Вакс В.Л.</b> Применение полупроводниковых сверхрешеток в качестве преобразователя частоты для передачи сигналов в ТГц-диапазоне частот .....	555
<b>Головатенко А.А., Семина М.А., Родина А.В., Шубина Т.В.</b> Энергия связи биэкситона в эпитаксиальных квантовых точках Cd(Zn)Se/ZnSe .....	557
<b>Горшков А.П., Волкова Н.С., Воронин П.Г., Здоровейцев А.В., Истомин Л.А., Павлов Д.А., Усов Ю.В., Левичев С.Б.</b> Влияние состава покровного слоя на электронные характеристики квантовых точек InAs/GaAs .....	559
<b>Горшков О.Н., Антонов И.Н., Филатов Д.О., Шенина М.Е., Касаткин А.П., Бобров А.И.</b> Оптические свойства многослойных структур на основе матриц ZrO <sub>2</sub> (Y) с наночастицами Au, сформированных методами магнетронного осаждения .....	561
<b>Горшков О.Н., Тихов С.В., Павлов Д.А., Малехонова Н.В., Коряжкина М.Н., Сидоренко К.В., Мухаматчин К.Р., Антонов И.Н., Касаткин А.П.</b> Микроскопические эффекты в структурах на основе стабилизированного диоксида циркония, проявляющих резистивное переключение .....	563
<b>Грачев Д.А., Ершов А.В., Нежданов А.В., Красильникова Л.В., Яблонский А.Н., Андреев Б.А.</b> Оптические свойства вертикальных резонаторов, содержащих нанокристаллы Ge .....	565
<b>Губайдуллин А.Р., Symonds C., Bellessa J., Иванов К.А., Колыхалова Е.Д., Сасин М.Е., Lemaitre A., Senellart P., Позина Г., Калитеевский М.А.</b> Усиление спонтанной эмиссии в лазерах на таммовских плазмонах .....	567

<i>Гудина С.В., Ильченко Е.В., Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Плотность состояний в щели подвижности в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктурах на основе HgTe .....	569
<i>Гудина С.В., Неверов В.Н., Ильченко Е.В., Харус Г.И., Шелушинина Н.Г., Подгорных С.М., Якунин М.В., Novik E.G., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Анализ активационной проводимости в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктурах на основе теллурида ртути .....	571
<i>Девизорова Ж.А., Волков В.А.</i> Формирование Ферми-арки в вейлевском полуметалле: ключевая роль междолинного взаимодействия .....	573
<i>Дегтярев В.Е., Хазанова С.В., Конаков А.А.</i> Численный расчет параметров Рашбы и Дрессельхауза в асимметричных квантовых ямах на основе $A^{III}B^V$ .....	574
<i>Деребезов И.А., Гайслер В.А., Гайслер А.В., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Ротд С., Хайндел Т., Боуноар С., Каганский А., Фишбах С., Шлехан А., Райтценштайн Ш.</i> Излучатели одиночных фотонов на основе одиночной (111) In(Ga)As квантовой точки и гибридного микрорезонатора .....	576
<i>Деточенко А.П., Ежевский А.А., Кудрин А.В., Сухоруков А.В., Гусейнов Д.В., Конаков А.А., Абросимов Н.В.</i> Влияние спин-зависимого рассеяния на спиновый транспорт электронов проводимости в кремнии, легированном висмутом .....	578
<i>Ежевский А.А., Конаков А.А., Деточенко А.П., Попков С.А., Сухоруков А.В., Гусейнов Д.В., Abrosimov N.V., Riemann H.</i> Проявление динамического эффекта Яна-Теллера у мелкого донорного центра лития с орбитально вырожденным основным состоянием в кремнии .....	580
<i>Емельянов Е.А., Петрушков М.О., Лошкарёв И.Д., Пулято М.А., Преображенский В.В., Семягин Б.Р., Васев А.В.</i> Влияние условий роста на состав твёрдого раствора $InAs_xSb_{1-x}/GaAs(001)$ при МЛЭ .....	582
<i>Ерофеева И.В., Дорохин М.В., Лесников В.П., Здоровейцев А.В., Кузнецов Ю.В.</i> Термоэлектрические эффекты в наноразмерных слоях силицида марганца .....	584
<i>Ершов А.В., Суродин С.И., Боряков А.В., Николичев Д.Е., Пирогов А.В., Павлов Д.А.</i> Модификация химического и фазового состава многослойных наноструктур $SiO_x/ZrO_2$ при высокотемпературном отжиге .....	586
<i>Есин М.Ю., Никифоров А.И., Тимофеев В.А., Машанов В.И., Туктамышев А.Р., Лошкарёв И.Д., Дерябин А.С., Пчеляков О.П.</i> Исследование механизма упорядочения массива островков Ge на ступенчатой поверхности Si(100) .....	588
<i>Жукавин Р.Х., Pavlov S.G., Klopf J.M., Ковалевский К.А., Цыленков В.В., Шастин В.Н., Deftmann N., Pohl A., Abrosimov N.V., Hübers H.-W.</i> Релаксация локализованных состояний доноров в деформированном кремнии .....	590
<i>Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Цыленков В.В., Орлов М.Л., Порцель Л.М., Лодыгин А.Н., Шуман В.Б., Астров Ю.А., Шастин В.Н.</i> Спонтанное излучение и потери в терагерцевом диапазоне в Si:Mg при оптическом возбуждении .....	592
<i>Жуков А.А., Volk Ch., Winden A., Hardtdegen H., Schaepers Th.</i> Измерение магнитотранспорта проволоки InAs в присутствии проводящего острия атомно-силового микроскопа при температуре $T = 4.2$ К .....	594
<i>Журавлев А.Г., Хорошилов В.С., Альперович В.Л.</i> Вероятность выхода электронов в вакуум при фотоэмиссии из Cs/GaAs .....	596
<i>Забавичев И.А., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А.</i> Транспорт горячих носителей заряда в полупроводниковых структурах с нанометровыми кластерами радиационных дефектов .....	598
<i>Забавичев И.А., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А.</i> Влияние профиля потенциала кластера радиационных дефектов на перенос носителей заряда через тонкую базу биполярного транзистора .....	600
<i>Заболотных А.А., Волков В.А.</i> Сверхдобротные плазмон-поляритоны в «грязной» 2D системе .....	602
<i>Звонков Б.Н., Байдусь Н.В., Вихрова О.В., Здоровейцев А.В., Котомина В.Е., Некоркин С.М., Чунин И.И.</i> Оптический тиристор на основе системы материалов GaAs/InGaP .....	604
<i>Зубков С.Ю., Николичев Д.Е., Крюков Р.Н., Дорохин М.В., Звонков Б.Н.</i> Свойства поверхности слоев GaAs:Mn, выращенных методом импульсного лазерного осаждения .....	606

<i>Иконников А.В., Криштопенко С.С., Румянцев В.В., Кадыков А.М., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Фотопроводимость в квантовых ямах HgTe/CdHgTe при различных температурах .....	608
<i>Кабальнов Ю.А., Труфанов А.Н., Оболенский С.В.</i> Радиационная стойкость фотодиодов на структурах кремний на сапфире.....	610
<i>Калентьева И.Л., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Дорохин М.В., Вихрова О.В., Кудрин А.В., Павлов Д.А., Пирогов А.В., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Юнин П.А.</i> Особенности селективного легирования марганцем GaAs гетероструктур .....	612
<i>Калитеевский М.А., Губайдуллин А.Р., Иванов К.А., Мазлин В.А.</i> Расчёт вероятности спонтанной эмиссии в наноструктурах методом S-квантования .....	614
<i>Ковалевский К.А., Абросимов Н.В., Герасимов В.В., Жукавин Р.Х., Князев Б.А., Цыпленков В.В., Чопорова Ю.Ю., Шастин В.Н.</i> Время релаксации возбужденных примесных состояний Sb в деформированном германии .....	616
<i>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 Ф.</i> Влияние концентрации вакансий ртути на спектр терагерцовой фотопроводимости КРТ пленок.....	618
<i>Комков О.С., Кудрин А.В.</i> Бесконтактная характеристика дельта-слоёв марганца и углерода в арсениде галлия.....	620
<i>Конаков А.А., Сидоренко К.В., Тетельбаум Д.И.</i> Излучение и фотоотклик нанокристаллов нитрида галлия, внедренных в различные диэлектрические матрицы.....	622
<i>Кононов А., Егоров С.В., Титова Н., Семягин Б.Р., Преображенский В.В., Пулято М.А., Емельянов Е.А., Деятов Э.В.</i> Межслоевой перенос заряда в InAs/GaSb двуслойной электрон-дырочной системе вблизи сверхпроводящего контакта .....	623
<i>Королев Д.С., Михайлов А.Н., Белов А.И., Никольская А.А., Терещенко А.Н., Штейнман Э.А., Тетельбаум Д.И.</i> Влияние легирования бором на температурную зависимость дислокационной люминесценции в кремнии.....	625
<i>Котерева Т.В., Гавва В.А., Нежданов А.В.</i> Характеризация наноразмерных порошков кремния, полученных термическим разложением силана .....	627
<i>Котова Л.В., Платонов А.В., Кочерешко В.П., Сорокин С.В., Иванов С.В., Голуб Л.Е.</i> Конверсия поляризации света при отражении от структуры с квантовой ямой .....	629
<i>Кривобок В.С., Ченцов С.И., Николаев С.Н., Пручкина А.А., Онищенко Е.Е., Багаев В.С.</i> Два типа изолированных (квантовых) излучателей связанных с протяженными дефектами в кристаллах CdZnTe содержащих микродвойники.....	631
<i>Кудрявцев К.Е., Морозов С.В., Семенова Е.</i> Квантовые точки InAs/InP: спектроскопия возбуждения фотолюминесценции и люминесценция одиночных точек .....	633
<i>Кукушкин В.А., Лобаев М.А., Радищев Д.Б., Богданов С.А., Дроздов М.Н., Исаев В.А., Вихарев А.Л., Горбачёв А.М.</i> Брэгговская сверхрешётка в осаждённом из газовой фазы алмазе.....	635
<i>Кунцевич А.Ю., Селиванов Ю.Г.</i> Эпитаксиальный рост и свойства пленок трехмерных топологических изоляторов Bi <sub>2</sub> (Se,Te) <sub>3</sub> .....	637
<i>Курилович В.Д., Курилович П.Д., Бурмистров И.С.</i> Косвенное обменное взаимодействие магнитных примесей, расположенных вблизи края двумерного топологического изолятора .....	638
<i>Курилович П.Д., Курилович В.Д., Бурмистров И.С.</i> Косвенное обменное взаимодействие магнитных примесей в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdTe/HgTe/CdTe .....	640
<i>Леценко Е.Д., Dastjerdi M.H.T., Fiordaliso E.M., Дубровский В.Г., Kasama T., Aagesen M., La Pierre R.R.</i> Профиль распределения Be в GaAs нитевидных нанокристаллах.....	642
<i>Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Андреев Б.А., Юнин П.А., Скороходов Е.В., Бушуйкин П.А., Красильникова Л.В., Демидов Е.В.</i> Влияние параметров азотной плазмы на степень вырождения слоёв InN, полученных методом МПЭ с плазменной активацией азота .....	644
<i>Лозовик Ю.Е., Нечепуренко И.А., Андрианов Е.С., Дорофеев А.В., Пухов А.А., Щелкачев Н.М.</i> Самосогласованное описание квантового усилителя на основе графена .....	646
<i>Лясота А.А., Скорилов М.Л., Рудра А., Капон Э., Сибельдин Н.Н.</i> Температурная трансформация и медленная динамика спектров фотолюминесценции квантовых ям GaAs/AlGaAs в области 2–50 К .....	648

<i>Мазов Л.С., Лобаев А.Н.</i> Кинетические и оптические свойства сверхрешетки полуметаллических и полупроводниковых нанострайпов .....	650
<i>Максимов А.А., Пещеренко А.Б., Тартаковский И.И., Кулаковский В.Д., Schneider С., Höfling S.</i> Поляризационные и спектрально-пространственные свойства излучения в хиральных полупроводниковых наноструктурах .....	652
<i>Малеев Н.А., Беляков В.А., Васильев А.П., Бобров М.А., Блохин С.А., Кулагина М.М., Кузьменков А.Г., Неведомский В.Н., Гусева Ю.А., Малеев С.Н., Ладенков И.В., Фефелова Е.Л., Фефелов А.Г., Устинов В.М.</i> Молекулярно-пучковая эпитаксия структур InGaAs/InAlAs/AlAs для гетеробарьерных варакторов.....	654
<i>Манцевич В.Н., Маслова Н.С., Арсеев П.И.</i> Спектр шума туннельного тока примесного состояния при наличии электрон-фононного взаимодействия .....	656
<i>Мармалюк А.А., Данилов А.И., Курнякко Ю.В., Ладугин М.А., Лобинцов А.В., Падалица А.А., Подкопаев А.В., Сапожников С.М., Телегин К.Ю., Успенский М.Б.</i> Лазерные гетероструктуры AlGaAs/GaAs для полупроводниковых излучателей с КПД до 70% .....	658
<i>Миньков Г.М., Алешкин В.Я., Шерстобитов А.А., Рут О.Э., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Энергетический спектр квантовых ям HgTe: эксперимент-vs-теория .....	660
<i>Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Икусов Д.Г., Ремесник В.Г., Швеи В.А., Ужаков И.Н., Морозов С.В., Гавриленко В.В.</i> Особенности МЛЭ роста волноводных структур с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe.....	662
<i>Моисеенко И.М., Морозов М.Ю., Попов В.В.</i> Инверсия носителей заряда в графене в терагерцевом диапазоне при накачке графена оптическими плазмонами.....	664
<i>Молдавская Л.Д., Курицын Д.И., Шашкин В.И., Яблонский А.Н.</i> Рекомбинация носителей заряда в арсенид-галлиевом р-і-п-диоде.....	666
<i>Морозов М.Ю., Моисеенко И.М., Попов В.В.</i> Усиление плазменных волн в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах на основе активного графена .....	668
<i>Морозова Е.Е., Новиков А.В., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Юрасов Д.В., Kurokawa Y., Hombe A., Usami N.</i> Применение селективного травления Si и Ge для повышения эффективности Si солнечных элементов и формирования Ge напряженных микроструктур.....	670
<i>Мурель А.В., Шмагин В.Б., Крюков В.Л., Стрельченко С.С., Суровегина Е.А., Шашкин В.И.</i> Емкостная спектроскопия дырочных ловушек в высокоомных структурах арсенида галлия, выращенных жидкофазным методом .....	672
<i>Нагаев К.Э., Асеев П.П.</i> Дробовой шум в краевых состояниях двумерных топологических диэлектриков .....	674
<i>Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Дикарева Н.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А.</i> Особенности стимулированного излучения InGaP/GaAs лазеров со сверхрешеткой GaAsP/InGaAs в активной области .....	676
<i>Нестоклон М.О.</i> Междолинное смешивание за счёт интерфейсов в полупроводниковых наноструктурах .....	678
<i>Никифоров В.Е., Абрамкин Д.С., Шамирзаев Т.С.</i> Приповерхностная люминесценция в гетероструктурах на основе AlAs.....	680
<i>Орлова Е.Е., Deftmann N., Zhukavin R.Kh., Tsyplenkov V.V., Shastin V.N.</i> Рекомбинация фотоионизованных носителей заряда в высоколегированном р-Ge.....	682
<i>Оханкин А.И., Королёв С.А., Юнин П.А., Дроздов М.Н., Краев С.А., Хрыкин О.И., Шашкин В.И.</i> Плазмохимическое осаждение плёнок SiN <sub>x</sub> в индуктивно-связанной плазме SiH <sub>4</sub> /Ar+N <sub>2</sub> .....	684
<i>Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А., Оболенская Е.С., Оболенский С.В., Устинов В.М.</i> Оптимизация параметров сверхрешетки для диодов терагерцевого диапазона частот.....	686
<i>Петров А.С., Свинцов Д.А.</i> Гидродинамические плазменные неустойчивости в плазмонных кристаллах на основе двумерных материалов .....	688
<i>Планкина С.М., Вихрова О.В., Звонков Б.Н., Нежданов А.В., Пашенькин И.Ю.</i> Применение спектроскопии фотолюминесценции для исследования поперечного скола многослойных гетероструктур .....	690
<i>Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В.</i> Усиление терагерцевого излучения в плазмонной р-і-п структуре на основе графена с инжекцией носителей заряда .....	692

<b>Пономарев Д.С., Хабибуллин Р.А., Ячменев А.Э., Мальцев П.П., Иляков И.Е., Шишкин Б.В., Ахмеджанов Р.А.</b> Влияние фотоэффекта Дембера на генерацию ТГц излучения в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ( $x > 0.3$ ) с метаморфным буферным слоем.....	694
<b>Попов В.В.</b> Плазмонные фототоки в двумерной электронной системе.....	696
<b>Пошакинский А.В., Поддубный А.Н.</b> Оптически перестраиваемый акустический диод на основе структуры с квантовыми ямам.....	698
<b>Ревин М.В., Коблов Э.В., Смотрин Д.С., Иванов В.А., Котков А.П., Данильцев В.М., Хрыкин О.И., Дроздов М.Н., Юнин П.А., Шашкин В.И.</b> рНЕМТ-гетероструктуры $(\text{Al-In-Ga})\text{As}$ , выращенные методом металлоорганической газовой эпитаксии.....	700
<b>Резник Р.Р., Котляр К.П., Илькив И.В., Сошников И.П., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Никитина Е.В., Цырлин Г.Э.</b> Синтез методом молекулярно-пучковой эпитаксии и свойства $\text{GaN}$ , $\text{InN}$ и $\text{A}^3\text{B}^5$ нитевидных нанокристаллов на гибридной подложке $\text{SiC/Si(111)}$ .....	702
<b>Румянцев В.В., Морозов С.В., Дубинов А.А., Кудрявцев К.Е., Кадыков А.М., Фадеев М.А., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</b> Длинноволновое стимулированное излучение на межзонных переходах и переходах с участием глубоких центров в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе $\text{HgCdTe}$ .....	703
<b>Румянцев В.В., Фадеев М.А., Морозов С.В., Кадыков А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Гавриленко В.И.</b> Особенности фотолуминесценции глубоких центров в структурах с квантовыми ямами $n$ и $p$ -типа на основе твердых растворов $\text{HgCdTe}$ .....	705
<b>Румянцев В.В., Фадеев М.А., Морозов С.В., Уточкин В.В., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Winnerl S., Helm M.</b> Релаксация носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях и структурах с квантовыми ямами на основе $\text{HgCdTe}$ с использованием метода терагерцевой $\text{pump-probe}$ спектроскопии.....	707
<b>Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Яроцкая И.В., Ладугин М.А., Мармалюк А.А.</b> Упругокомпенсированные квантовые ямы $\text{GaInAs/AlGaInAs}$ для лазерных диодов спектрального диапазона 1.5-1.6 мкм.....	709
<b>Самарцев И.В., Некоркин С.М., Звонков Б.Н.</b> Получение и исследование метаморфных буферных слоев $\text{InGaAs}$ , $\text{GaAsSb}$ на подложках $\text{GaAs}$ , полученных методом $\text{MOCVD}$ .....	711
<b>Сергеев С.М., Степихова М.В., Новиков А.В., Красильник З.Ф., Rutckaia V., Schilling J.</b> Люминесценция nanoостровков $\text{Ge(Si)}$ в микрорезонаторах на базе фотонных кристаллов.....	713
<b>Сибирев Н.В., Бердников Ю.С., Дубровский В.Г.</b> Влияние отношения потоков V и III группы на функцию распределения полупроводниковых нитевидных нанокристаллов по длине.....	715
<b>Сидоренко К.В., Горшков О.Н., Касаткин А.П.</b> Применение метода кинетического Монте-Карло для расчета ВАХ и теплопереноса в мемристивных структурах на основе стабилизированного диоксида циркония.....	716
<b>Сидоров Ю.Г., Сабинаина И.В., Васильев В.В., Сидоров Г.Ю., Марчишин И.В., Предеин А.В., Якушев М.В., Дворецкий С.А.</b> Матричные фотоприемники на основе ГЭС КРТ МЛЭ на длины волн 3–5 и 8–10 мкм форматом до $1024 \times 1024$ .....	718
<b>Свинцов Д.А., Алымов Г.В., Рыжий В.И.</b> Оже-рекомбинация в двумерных материалах с квази-релятивистским спектром носителей.....	720
<b>Скупов А.В.</b> Модель деградации спектра фотолуминесценции самоформирующихся nanoостровков $\text{Ge(Si)/Si(001)}$ при облучении быстрыми нейтронами.....	722
<b>Смирнов Д.С., Глазов М.М.</b> Оптическая спектроскопия флуктуаций тока в гиротропных полупроводниках и наноструктурах.....	724
<b>Софронов А.Н., Балагула Р.М., Фирсов Д.А., Воробьев Л.Е., Тонких А.А.</b> Оптическая спектроскопия связанных состояний квантовых точек $\text{Ge/Si}$ .....	726
<b>Старостенко С.Н., Розанов К.Н., Ширяев А.О., Шалыгин А.Н.</b> Определение СВЧ магнитной проницаемости металла по измеренным частотным зависимостям магнитной проницаемости нанокompозитов с порошками сендаста.....	728
<b>Сурнин Ю.А., Климовских И.И., Состина Д.М., Шикин А.М.</b> Влияние ультратонких пленок $\text{Pb}$ на поверхностные топологические и квантовые состояния топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ .....	730
<b>Талипов Н.Х.</b> О возможности формирования $\delta$ -легированных бором наноструктур на основе CVD алмаза низкоэнергетической ионной имплантацией бора.....	732

<i>Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Галкин О.Е., Хананова А.В., Макаров А.Б.</i> Методы экспериментального и численного анализа параметров GaN HEMT до и после гамма-нейтронного воздействия.....	734
<i>Теленков М.П., Митягин Ю.А., Агафонов В.В.</i> Механизм релаксации энергии в системе уровней Ландау в квантовых ямах.....	736
<i>Тихов С.В., Коряжкина М.Н., Горшков О.Н., Касаткин А.П., Антонов И.Н., Морозов А.И.</i> Процессы поляризации ионов в стабилизированном оксидом иттрия диоксиде циркония в МДМ- и МДП-наноконденсаторах .....	738
<i>Тиходеев С.Г., Деменев А.А., Кулаковский В.Д., Schneider C., Brodbeck S., Kamp M., Höfling S., Лобанов С.В., Weiss T., Гиппиус Н.А.</i> Лазер циркулярно поляризованного света на основе GaAs/AlGaAs/AlAs полупроводникового микрорезонатора с кирально-модулированным верхним зеркалом .....	740
<i>Торопов А.А., Беляев К.Г., Рахлин М.В., Клишко Г.В., Сорокин С.В., Гронин С.В., Седова И.В., Шубина Т.В., Мухин И.С., Иванов С.В.</i> Источники одиночных фотонов видимого диапазона на основе эпитаксиальных полупроводниковых квантовых точек.....	742
<i>Трухин В.Н., Буравлев А.Д., Елисеев А.И., Мустафин И.А., Цырлин Г.Э., Какко J.P., Huhtio T., Lipsanen H.</i> Сверхбыстрая динамика электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах.....	744
<i>Туркевич Р.В., Демиховский В.Я., Протогенов А.П.</i> Особенности циклотронного резонанса в трехмерных топологических изоляторах.....	746
<i>Фатеев Д.В., Машинский К.В., Попов В.В.</i> Гигантский эффект выпрямления терагерцевого излучения в графеновых плазмонных структурах.....	748
<i>Филатов Д.О., Лискин Д.А., Горшков О.Н., Горшков А.П., Антонов И.Н., Котомина В.Е., Шенина М.Е., Тихов С.В., Коротаева И.С., Синуткин Д.С.</i> Фотопроводимость плёнок ZrO <sub>2</sub> (Y) со встроенными наночастицами Au, индуцированная плазмонным резонансом .....	750
<i>Хабидуллин Р.А., Шаврук Н.В., Пономарев Д.С., Гергель В.А., Павловский В.В., Никитов С.А., Жуков А.Е., Цырлин Г.Э., Маремьянин К.В., Гавриленко В.И.</i> Разработка и изготовление источников терагерцевого излучения на основе многослойных GaAs/AlGaAs гетероструктур .....	752
<i>Хазанова С.В., Дегтярев В.Е., Демарина Н.В.</i> Электронная проводимость планарных InAs нанопроволок, выращенных на Si .....	754
<i>Хомицкий Д.В., Лаврухина Е.А., Чубанов А.А., Нжия Н.</i> Релаксационные характеристики квантовых точек на базе топологических изоляторов как моделей кубитов .....	756
<i>Цыпленков В.В., Шастин В.Н., Pavlov S.G., Deßmann N., Klopff J.M., Hübers H.-W.</i> Динамика релаксации неравновесных состояний дырок в р-германии при возбуждении среды излучением ЛСЭ.....	758
<i>Черненко А.В., Бричкин А.С., Новиков С.И., Шнайдер К., Хёфлинг С.</i> Исследования конденсата поляритонов в микрорезонаторных микростолбиках в сильных магнитных полях .....	760
<i>Чунин И.И., Звонков Б.Н., Некоркин С.М., Дикарева Н.В., Самарцев И.В., Байдусь Н.В.</i> Лазер-тиристор на системе материалов InGaAs/GaAs(InGaAsP)/InGaP .....	762
<i>Шамирзаев Т.С., Никифоров В.Е., Абрамкин Д.С., Бакаров А.К.</i> Высокотемпературный отжиг полупроводниковых квантовых точек сформированными в анионной (AlSb) и катионной (InAs) подрешетках AlAs .....	764
<i>Шастин В.Н., Жукавин Р.Х., Klopff J.M., Winnerl S., Deßmann N., Hübers H.-W., Князев Б.А., Чопорова Ю.Ю., Кулипанов Г.Н.</i> Исследование неравновесных состояний кулоновских центров в кремнии и германии на лазерах на свободных электронах .....	766
<i>Шастин В.Н., Румянцев В.В., Кадыков А.М., Андреев Б.А., Жукавин Р.Х., Богданов С.А., Вихарев А.Л., Морозов С.В., Гавриленко В.И.</i> ИК-излучение акцепторов бора в алмазе при их оптическом возбуждении.....	768
<i>Шенгуров В.Г., Бузынин Ю.Н., Бузынин А.Н., Байдусь В.Н., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Сушков А.А., Павлов Д.А., Дроздов М.Н., Нежданов А.В., Юнин П.А., Трушин В.Н.</i> Эпитаксиальные подложки GaAs/Ge/Si.....	770
<i>Шмагин В.Б., Вдовичев С.Н., Красильник З.Ф., Морозова Е.Е., Новиков А.В., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В.</i> Кремниевые МОП структуры с массивами Ge(Si) наностроек .....	772

<b>Штром И.В., Крыжков Д.И., Кудрявцев К.Е., Морозов С.В., Резник Р.Р., Цырлин Г.Э.</b> Спектрокинетические свойства нитевидных нанокристаллов AlGaAs и нитевидных нанокристаллов AlGaAs с квантовой точкой GaAs .....	774
<b>Штром И.В., Сибирев Н.В., Убийвовк Е.В., Резник Р.Р., Самсоненко Ю.Б., Хребтов И.В., Илькив И.В., Буравлев А.Д., Цырлин Г.Э.</b> Нитевидные нанокристаллы GaP, AlGaP на подложках Si(111): синтез и оптические свойства .....	776
<b>Шубина Т.В., Казанов Д.Р., Пошакинский А.В., Сорокин С.В., Gil В.</b> Замедление света резонансными фотонными кристаллами и брэгговскими ван-дер-ваальсовыми гетероструктурами .....	778
<b>Юнин П.А., Дроздов Ю.Н., Хрыкин О.И.</b> Эпитаксиальные соотношения для МОГФЭ слоев GaN(0001) на а-срезе сапфира (11-20) .....	780
<b>Юрасов Д.В., Дроздов М.Н., Новиков А.В., Шмагин В.Б.</b> Исследование сегрегации Sb при эпитаксиальном росте кремния на высокоиндексных подложках .....	782
<b>Яблонский А.Н., Крыжков Д.И., Морозов С.В., Кудрявцев К.Е., Алешкин В.Я., Звонков Б.Н., Байдусь Н.В., Вихрова О.В., Красильник З.Ф.</b> Фотолюминесценция структур с двойными КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs в спектральном диапазоне 1–1.3 мкм .....	784
<b>Якунин М.В., Криштопенко С.С., Подгорных С.М., Попов М.Р., Неверов В.Н., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</b> Квантовый эффект Холла в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe со спектром двуслойного графена .....	786



## Список участников

### Brânzei Florina

West University of Timisoara  
+0 (727) 765035  
florina.brânzei@yahoo.com  
Vasile Pârvan Avenue, 4, Timisoara, 300223, Romania

### Cuzminschi Marina

Faculty of Physics, University of Bucharest  
+040 (76) 8793249  
marina.cuzminschi@gmail.com  
Str. Atomistilor, nr. 405, Magurele, 077125, Jud. Ilfov,  
Romania

### Hombe Atsushi

Graduate School of Engineering Nagoya University  
+81 (52) 7893243  
anov68@list.ru  
Furocho Chikusa-ku 464-8603 Nagoya, Japan

### Khasanov Rustem Inkhovich

Paul Scherrer Institute  
+41 (56) 3105438  
rustem.khasanov@psi.ch  
Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen PSI,  
Switzerland

### Komiyama Susumu

The University of Tokyo  
+81 (0) 000000000  
csusukom@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp  
Meguro-ku, Tokyo, 153-8902, Japan

### Kravtsov Vladimir

Abdus Salam International Centre for Theoretical  
Physics  
+39 (40) 2240298  
kravtsov@ictp.it  
Strada Costiera, 11, I-34100, Trieste, Italy

### Pirozhkov Alexander

National Institutes for Quantum and Radiological  
Science and Technology  
+81 (774) 713371  
pirozhkov.alexander@qst.go.jp  
Япония

### Tretiakov Oleg Alexandrovich

Университет Тоноку (Северо-Восточный  
Университет)  
+81 (90) 29889655  
olegt@imr.tohoku.ac.jp  
Катахира, Сендай

### Zubarev Alexei

National Institute for Laser, Plasma and Radiation  
Physics  
+40 (78) 4336690  
alzubarev@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) 3304475  
dalamber.07@mail.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
Россия

### Александров Иван Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского  
отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3304475  
aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
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

### 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

### Андрюшечкин Борис Владимирович

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт общей физики  
им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (499) 5038784  
andrush@kapella.gpi.ru  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

### Анисимов Андрей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (952) 2190100  
Dronlipetsk1@yandex.ru  
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

**Антонов Дмитрий Александрович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 9202503324  
antonov@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Антропов Николай Олегович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики металлов им.  
М.Н. Михеева Уральского отделения Российской  
академии наук  
+791261211 (343) 3783689  
nikolayantropovekb@gmail.com  
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,  
Россия

**Анфертьев Владимир Алексеевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал  
Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179487  
anfertev-va@rambler.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Аронзон Борис Аронович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение «Национальный исследовательский  
центр «Курчатовский институт»  
+7 (916) 8311901  
aronzon@mail.ru  
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, 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

**Афанасьев Александр Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927367  
afanasiev.an@mail.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,  
Россия

**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

**Байдакова Наталия Алексеевна**

Институт физики микроструктур РАН — филиал  
Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385555  
banatale@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**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

**Бакурский Сергей Викторович**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Московский государственный университет  
им. М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9392588  
r3zz@mail.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Баранов Алексей Николаевич**

Université Montpellier 2 Sciences et Techniques  
+33 (467) 143472  
baranov@univ-montp2.fr  
Place Eugène Bataillo, Montpellier, 34095, France

**Белемук Александр Михайлович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики высоких  
давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской  
академии наук  
+7 (495) 8510013  
abelemouk@mail.ru  
Калужское шоссе, стр. 14, Троицк, 142190, 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@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Беляков Владимир Алексеевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт теоретической физики  
им. Л.Д. Ландау Российской академии наук  
+7 (499) 1373244

bel@landau.ac.ru  
пр. ак. Семенова, 1а, Чернооголовка, Московская обл., 142432, 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

**Богачев Сергей Александрович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт  
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1326597  
bogachev@sci.lebedev.ru  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,  
Россия

**Болгар Алексей**

Московский Физико-технический институт,  
лаборатория искусственных квантовых систем.  
+7 (963) 7785924  
alexgood@list.ru  
г. Долгопрудный, институтский пер. 9

**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, Чернооголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Бурдастых Мария Владимировна**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского  
отделения Российской академии наук  
+7 (383) 9231223323  
mburdastyh@gmail.com  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
Россия

**Бурмистров Игорь Сергеевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт теоретической физики  
им. Л.Д. Ландау Российской академии наук  
+7 (909) 9884331  
burmi@itp.ac.ru  
пр. ак. Семенова, 1а, Чернооголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Бухараев Анастас Ахметович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Казанский физико-технический  
институт им. Е.К. Завойского Казанского научного  
центра Российской Академии наук  
+7 (843) 2319107  
a\_bukharaev@mail.ru  
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика  
Татарстан, 420029, Россия

**Бушуев Владимир Алексеевич**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Московский государственный университет им. М.  
В. Ломоносова»  
+7 (495) 3967380  
vabushuev@yandex.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Бушуйкин Павел Александрович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал  
Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179481  
bushuikip@mail.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Быков Виктор Александрович**

Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ»  
+7 (985) 2113544  
vbykov@ntmdt-si.com  
Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

**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

**Валиулин Валерий Эрижанович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
профессионального образования «Московский  
физико-технический институт (государственный  
университет)»  
+7 (905) 7060254  
thezhordan@gmail.com  
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, 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

**Васенко Андрей Сергеевич**

Национальный исследовательский университет  
«Высшая школа экономики»  
+7 (985) 2370001  
avasenko@hse.ru  
123458, Москва, ул. Таллинская, д. 34

**Вдовичев Сергей Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал  
Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»

+7 (831) 4179489  
vdovichev@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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, г. Нижний Новгород, ГСП-34, 603950

**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

**Винниченко Максим Яковлевич**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»  
+7 (812) 5529671  
mvin@spbstu.ru  
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

**Винославский Михаил Николаевич**  
Институт физики национальной академии наук Украины  
+38 (44) 5251432  
mvinos@iop.kiev.ua  
пр. Науки, 46, Киев, 03680, Украина

**Вихарев Анатолий Леонтьевич**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук  
+7 (831) 4164960  
val@appl.sci-ppov.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 Петр Витальевич**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179491  
volkov@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Володин Александр Петрович**  
KU Leuven  
+32 (16) 327681  
Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be  
Oude Markt 13, Leuven, Bus 5005 3000, Belgium

**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

**Гайфуллин Рашид Рифкатович**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»  
+7 (843) 2337779  
gaifullin.rashid@gmail.com  
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия

**Галеева Александра Викторовна**  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. 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

**Гаман Дмитрий Александрович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал  
Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (960) 1774574  
d.a.gaman@yandex.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@ipmgras.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

**Германенко Александр Викторович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Уральский федеральный университет им. первого  
Президента России Б. Н. Ельцина».  
+7 (343) 2617436  
alexander.germanenko@urfu.ru  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, 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

**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

**Голов Михаил Владимирович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»

+796019846 (831) 4179487

ievnishazar@mail.ru

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Головатенко Александр Анатольевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (904) 6361480  
toodoof@gmail.com

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,  
Россия

**Головчанский Игорь Анатольевич**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Национальный исследовательский  
технологический университет «МИСиС»  
+7 (111) 11111111  
golov4anskiy@gmail.com  
Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия

**Голубев Дмитрий Сергеевич**

Университет Аалто  
+358 (41) 4915604  
dmitry.golubev@aalto.fi  
Университет Аалто, Эспоо, Финляндия

**Голубов Александр Авраамович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
профессионального образования «Московский  
физико-технический институт (государственный  
университет)»  
+7 (909) 9532112  
a.golubov@utwente.nl  
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, 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

**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

**Гордеева Анна Валерьевна**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Нижегородский государственный технический  
университет им. Р. Е. Алексеева»  
+7 (910) 3836060  
anna.gord@list.ru  
ул. Минина, 24, ГСП-41, 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»  
+790929581 (831) 4179488  
GorevRV@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Горшков Алексей Павлович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4658709  
gorshkovar@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Горшков Олег Николаевич**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 1284987  
emo-bananan@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Грановский Александр Борисович**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Московский государственный университет  
им. М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9394787  
granov@magn.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Грачев Денис Александрович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 7973896  
grachov@phys.unn.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  
greenberg@risp.ru  
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

**Гришин Максим Вячеславович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт химической физики  
им. Н.Н. Семенова Российской академии наук  
+7 (495) 9397386  
mvgriшин68@yandex.ru  
ул.Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия

**Грузнев Димитрий Вячеславович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт автоматизации и процессов

управления Дальневосточного отделения  
Российской академии наук  
+7 (4232) 310696  
gruznev@iacp.dvo.ru  
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

**Гудина Светлана Викторовна**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики металлов  
им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской  
академии наук  
+7 (343) 3783788  
svropova@imp.uran.ru  
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,  
Россия

**Гудкова Анна Владимировна**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Уральский федеральный университет им. первого  
Президента России Б. Н. Ельцина».  
+7 (111) 1111111  
annagudkova94@gmail.com  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

**Гуртовой Владимир Леонидович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особых материалов  
Российской академии наук  
+7 (49652) 44007  
gurtovoi@iptm.ru  
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл.,  
142432, 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

**Далидчик Фёдор Иванович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт химической физики  
им. Н.Н. Семенова Российской академии наук  
+7 (965) 4032704  
domfdal@mail.ru  
ул.Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия

**Данилов Юрий Александрович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623120  
danilov@nifti.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Данильцев Вячеслав Михайлович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал  
Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки «Федеральный

исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179450  
danil@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

**Девятков Игорь Альфатович**  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9392588  
igor-devyatov@yandex.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Демидов Евгений Сергеевич**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623308  
demidov@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, 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

**Демисев Сергей Васильевич**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (499) 1358129  
demis@lt.gpi.ru  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

**Денисенко Марина Валерьевна**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «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 «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 «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623190  
dnat@ro.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**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

**Дровосеков 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

**Дубинов Александр Алексеевич**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179482  
sanya@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Дюжев Николай Алексеевич**  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

+7 (916) 6241051  
djuzhev@unicm.ru  
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия

**Ежевский Александр Александрович**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 7913006  
ezhevski@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, 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

**Емельянов Евгений Александрович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3333286  
e2a@isp.nsc.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

**Еналдиев Владимир Викторович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (495) 6293394  
vova.enaldiev@gmail.com  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Еремеев Сергей Владимирович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (952) 8852940  
eremeev@ispms.tsc.ru  
пр. Академический, 2/4, Томск, 634021, 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) 8166323  
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  
irfeva@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 «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623306  
ershov@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Есин Михаил Юрьевич**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3307934  
yesinmisha@gmail.com  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, 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 Алексеевич**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (49652) 28341  
azhukov@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Журавлев Андрей Григорьевич**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3309874  
zh@ngs.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия



**Заболотных Андрей Александрович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (495) 6293394  
zabolotnyh\_andre@mail.ru  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, 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

**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

**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

**Зотова Юлия Игоревна**

Московский Физико-технический институт, лаборатория искусственных квантовых систем.  
+7 (903) 5010752  
ju.zotova@gmail.com  
г. Долгопрудный, институтский пер. 9

**Зубков Сергей Юрьевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «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

**Иконников Антон Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179482  
antikon@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Ильина Марина Владимировна**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Южный федеральный университет»  
+7 (8634) 371611  
marina-rubashkina@yandex.ru  
ул. Большая Садовая, 105/42, Ростов-на-Дону, 344006, Россия

**Каверин Борис Сергеевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук  
+7 (831) 4627370  
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

**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  
lster@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 (921) 9472324  
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

**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

**Климов Александр Эдуардович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3307883  
klimov@isp.nsc.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, 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

**Ковалевский Константин Андреевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179479  
atan4@yandex.ru  
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.i.kovalenko@gmail.com  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, 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 «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 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 (499) 5038784  
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, г. Нижний Новгород, ГСП-34, 603950

**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

**Корнеева Юлия Петровна**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»  
+7 (499) 2461202  
kog\_y@rplab.ru  
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

**Котерева Татьяна Владимировна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии высококичистых веществ им. Г.Г. Девятых Российской академии наук

+7 (831) 4625670  
tank2070@yandex.ru  
ул. Тропинина, 49, ГСП-75, 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

**Кочерешко Владимир Петрович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927174  
Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,  
Россия

**Кочетков Антон Александрович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал  
Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (910) 8977607  
1926anton@gmail.com  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Кравцов Евгений Алексеевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики металлов  
им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской  
академии наук  
+7 (343) 3783591  
kravtsov@imp.uran.ru  
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,  
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

**Краснов Владимир Михайлович**

Физический Департамент  
+46 (8) 55378606  
vladimir.krasnov@fysik.su.se  
Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691  
Stockholm, Sweden

**Кривобок Владимир Святославович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт  
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1326448

kolob7040@gmail.com

Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,  
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

**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@ipmras.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 Владимир Иванович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт проблем технологии  
микрэлектроники 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 (496) 5224418  
volod\_kuzn@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Чернооголовка, Московская обл., 142432, Россия

**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) 4164960  
vakuk@appl.sci-nnov.ru  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Кулик Леонид Викторович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (903) 7161601  
kulik@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Чернооголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Куликов Кирилл Вячеславович**  
Объединённый институт ядерных исследований  
+7 (926) 7320332  
kulikov@theor.jinr.ru  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, 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 Даниилович**  
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

**Лещенко Егор Дмитриевич**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук»  
+7 (812) 4486982(5083)  
leshchenko.spb@gmail.com  
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, 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

**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

**Лукьянов Андрей Юрьевич**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179496  
luk@ipmras.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 им. 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

**Максимов Андрей Анатольевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (49652) 28378  
maksimov@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Малеев Николай Анатольевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927350  
maleev@beam.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, 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

**Малышев Александр Игоревич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623301  
malyshev@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Малышева Евгения Игоревна**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 656265  
malysheva@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Манцевич Владимир Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9392502  
vmantsev@gmail.com  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, 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

**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

**Миляев Михаил Анатольевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. 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 им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук  
+7 (343) 2617436  
grigori.minkov@imp.uran.ru  
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

**Миронов 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

**Миронов 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

**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 Алексей Павлович**

ООО «Крокус Нанозлектроника»  
+7 (968) 8494085  
a.mikhaylov@crocusanano.com  
Волгоградский пр. 42, корп. 5, помещ. 1,

**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

**Мишина Елена Дмитриевна**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Московский технологический университет»  
+7 (831) 1111111  
mishina\_elena57@mail.ru  
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

**Моисеенко Илья Михайлович**

Саратовский филиал федерального  
государственного бюджетного учреждения науки  
Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (8452) 511179  
quikc@yandex.ru  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

**Молдавская Любовь Давидовна**

Институт физики микроструктур РАН — филиал  
Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385535  
lmd@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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 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 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

**Музыченко Дмитрий Анатольевич**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Московский государственный университет им.  
М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9392502  
mda@spmlab.phys.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Мухаматчин Камиль Рафаилович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 3835092  
myKamil@yandex.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Мухин Александр Алексеевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (499) 9096506  
mukhin@ran.gpi.ru  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

**Нагаев Кирилл Эдуардович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (495) 6293459  
nag@cplire.ru  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Наумова Лариса Ивановна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук  
+7 (343) 3783863  
naumova@imp.uran.ru  
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

**Небогин Сергей Андреевич**

Иркутский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (3952) 512160  
s-a-nebo@ya.ru  
ул. Лермонтова, 130а, Иркутск, 664033, Россия

**Неверов Владимир Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. 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 им. Питирима Сорокина».  
+7 (8212) 390377  
NekipelovSV@mail.ru  
Октябрьский пр. 55, Сыктывкар, 167001, Россия

**Нестоклон Михаил Олегович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (921) 3484650

nestoklon@coherent.ioffe.ru

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, 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  
nechay@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Неъматов Махсудшо Гайртаович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»  
+7 (925) 2047696  
nmg2409@gmail.com  
Ленинский пр., 4, Москва, 119991, 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

**Николаев Сергей Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1326448  
nikolaev-s@yandex.ru  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Николичев Дмитрий Евгеньевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (905) 6690628  
nikolitchev@gmail.com  
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

**Оболенский Сергей Владимирович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 9524721946  
obolensk7@gmail.com  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Образцова Елена Дмитриевна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (499) 5038206  
elobr@mail.ru  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, 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**

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

**Орешкин Андрей Иванович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9392502  
orshkin@spmlab.phys.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Орлова Екатерина Евгеньевна**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179482  
orlova@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Охапкин 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

**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

**Панов Юрий Демьянович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина».  
+7 (343) 2694431  
Yuri.Panov@urfu.ru  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, 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

**Патрин Геннадий Семенович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет»  
+7 (391) 2912967  
patrin@iph.krasn.ru  
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

**Перов Анатолий Александрович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «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 Илья Анатольевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования



«Московский государственный университет  
им. М.В. Ломоносова»  
+7 (965) 1888359  
ia.petrov@physics.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Петров Александр Сергеевич**

Лаборатория оптоэлектроники двумерных  
материалов Московского физико-технического  
института (Государственного университета)  
+7 (985) 9936720  
aleksandr.petrov@phystech.edu  
141701, Московская область, г. Долгопрудный,  
Институтский пер., 9

**Петров Станислав Игоревич**

Закрытое акционерное общество «Научное и  
технологическое оборудование»  
+7 (812) 6010605  
petrov@semiteq.ru  
пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, 194156, Россия

**Планкина Светлана Михайловна**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623310  
plankina@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, 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

**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

**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

**Постолова Светлана Владимировна**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского  
отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3306733  
svet.postolova@gmail.com  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
Россия

**Поткина Мария Николаевна**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Санкт-Петербургский государственный  
университет»  
8 (950) 0395894  
potkina.maria@yandex.ru  
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург,  
199034, Россия

**Пошакинский Александр Валерьевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический институт им.  
А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927155  
poshakinskiy@gmail.com  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,  
Россия

**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

**Пугач Наталия Григорьевна**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Московский государственный университет  
им. М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9392588  
pugach@magn.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Пудалов Владимир Моисеевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт  
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1376820  
pudalov@lebedev.ru  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,  
Россия

**Пузанов Александр Сергеевич**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«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) 246242  
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@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Пятаков Александр Павлович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9394138  
pyatakov@physics.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Рахмонов Илхом Рауфович**

Объединённый институт ядерных исследований  
+7 (49621) 64534  
rahmonov@theor.jinr.ru  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

**Резник Александр Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
7 (831) 4179497  
reznik@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

**Рогалёв Андрей Леонидович**

European Synchrotron Radiation Facility  
+33 (476) 882132  
rogalev@esrf.fr  
rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043, France

**Рожанский Игорь Владимирович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (921) 3063629

rozhansky@gmail.com

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, 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

**Русина Галина Геннадьевна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (3822) 286943  
rusina@ispms.tsc.ru  
пр. Академический, 2/4, Томск, 634021, Россия

**Рыков Артём Владимирович**

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (950) 3694410  
rikov@nifti.unn.ru  
пр. Гагарина 23/3, 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 «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»  
+7 (495) 3344810  
Yu.Ryaboshtan@siplus.ru  
РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3

**Сабликов Владимир Алексеевич**

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (496) 5652680  
sablikov@gmail.com  
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, 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

**Садовников Александр Владимирович**  
Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского»  
+7 (111) 1111111  
SadovnikovAV@gmail.com  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, 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

**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@ipmras.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

**Сатанин Аркадий Михайлович**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования

«Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (841) 9092940886  
sarkady@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Сахин Василий Олегович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Казанский физико-технический  
институт им. Е.К. Завойского Казанского научного  
центра Российской Академии наук  
+7 (950) 9693296  
sahin@kfti.knc.ru  
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика  
Татарстан, 420029, 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

**Свечникова Екатерина Константиновна**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал  
Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (920) 0449104  
kttts@mail.ru  
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

**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

**Сибирев Николай Владимирович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение высшего образования и науки «Санкт-  
Петербургский национальный исследовательский  
Академический университет Российской академии  
наук»  
+7 (812) 4486980+5642  
NickSibirev@yandex.ru  
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Сивков Виктор Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАН  
ул. Ленинская 10  
+7 (8212) 246242  
sivkovvp@mail.ru  
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия

**Сидоренко Кирилл Викторович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) +79038476571  
Oknerodisian@rambler.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Сидоров Георгий Юрьевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (913) 9466266  
george@isp.nsc.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

**Силаев Михаил Андреевич**

Университет Юваскула  
+358 (910) 8761366  
msilaev@mail.ipm.sci-nnov.ru  
Department of Physics and Nanoscience Center, University of Jyväskylä, P.O. Box 35 (YFL), FI-40014, Finland

**Симагина Лилия Викторовна**

Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН  
+7 (499) 1351100  
lsimagina@gmail.com  
Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333, Россия

**Синченко Александр Андреевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (495) 6293656  
sinchenko@cplire.ru  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Скворцов Михаил Андреевич**

Сколковский институт науки и технологий  
+7 (495) 7029317  
skvor@itp.ac.ru  
Территория Инновационного Центра —Сколково», улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия

**Скориков Михаил Львович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1326345  
skor@sci.lebedev.ru  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, 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

**Скупов Антон Владимирович**

Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»  
+7 (831) 4695255  
skav10@mail.ru  
Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия,

**Сладков Клим Дмитриевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»  
+7 (968) 7359809  
klimitrich@ya.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Смирнов Дмитрий Сергеевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2972245  
smimov@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Снигирев Анатолий Александрович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Балтийский федеральный университет им. И. Канта»  
+7 (4012) 595595 доп. 7104  
anatoly.snigirev@gmail.com  
ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия

**Софронов Антон Николаевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»  
+7 (812) 5529671  
sofronov@rphf.spbstu.ru  
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

**Старостенко Сергей Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук  
+7 (495) 4859945  
snstar@mail.ru  
ул. Ижорская, 13, Москва, 125412, 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

**Степушкин Михаил Владимирович**

Фрязинский филиал федерального  
государственного бюджетного учреждения науки  
Института радиотехники и электроники  
им. В. А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (916) 0799262  
vbi@ms.ire.rssi.ru  
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл.,  
141190, Россия

**Сурнин Юрий Андреевич**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Санкт-Петербургский государственный  
университет»  
+7 (812) 4284367  
yuri\_surnin\_365@mail.ru  
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург,  
199034, 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 бюджетное  
учреждение науки Институт высокомолекулярных  
соединений Российской академии наук  
+7 (812) 3288503  
tat\_sukhanova@mail.ru  
Большой пр. В.О., 31, Санкт-Петербург, 199004,  
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  
talanov@kfti.knc.ru  
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика  
Татарстан, 420029, Россия

**Талипов Нияз Хатимович**

Фрязинский филиал федерального  
государственного бюджетного учреждения науки  
Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (926) 2465396  
niyazt@yandex.ru  
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл.,  
141190, Россия

**Тарасова Елена Александровна**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (8312) +79101202550  
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 (831) 4179488  
tatarsky@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Теленков Максим Павлович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт  
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1326952  
maxim\_telenkov@mail.ru  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,  
Россия

**Темирязов 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

**Темирязева 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

**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

**Титова Надежда Андреевна**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Московский педагогический государственный  
университет»  
+7 (499) 2461870  
titovana@mail.ru

ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

**Тихов Станислав Викторович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 1284987  
tikhov@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Тиходеев Сергей Григорьевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (916) 3852262  
tikh@gpi.ru  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

**Толстихина Алла Леонидовна**

Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН  
+7 (499) 1351100  
alla@ns.crys.ras.ru  
Ленинский пр-т, 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

**Торопов Алексей Акимович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927124  
toropov@beam.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, 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 «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (841) 2275043  
roman-turkevich@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, 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

**Успенская Людмила Сергеевна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (916) 6459697  
uspenska@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Фадеев Михаил Александрович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4333741  
wonicema@rambler.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

**Федоров Георгий Евгеньевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»  
+7 (916) 3144740  
gefedorov@mail.ru  
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, 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 Юрий Константинович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технологический университет»  
+7 (495) 4347665  
fetisov@mirea.ru  
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

**Филатов Дмитрий Олегович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 7979536  
dmitry\_filatov@inbox.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, 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

**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

**Фомин Лев Александрович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук  
+7 (49652) 44255  
fomin@iptm.ru  
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Фоминов Яков Викторович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук  
+7 (910) 4661489  
fominov@landau.ac.ru  
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, 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-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Франк Александр Ильич**

Объединённый институт ядерных исследований  
+7 (496) 2163902  
frank@nf.jinr.ru  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

**Хабибуллин Рустам Анварович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук  
+7 (910) 4637930  
khabibullin@isvch.ru  
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия

**Хазанов Ефим Аркадьевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук  
+7 (831) 4164848  
khazanov@appl.sci-nnov.ru  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Хазанова Софья Владиславовна**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623308  
khazanova@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Хайдуков Юрий Николаевич**

Max-Planck Institute for Solid State Research  
+49 (89) 28914769  
khaiduk@gmail.com  
Heisenbergstraße, 1, Stuttgart, D-70569, Germany

**Хаймович Иван Михайлович**

Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems  
+49 (831) 4179485+257  
hai@ipmras.ru  
Nöthnitzer Straße, 38, Dresden, Germany

**Хашим Мохамед Хишам**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»  
+7 (495) 1111111  
hh@science.tanta.edu.eg  
Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия

**Хомицкий Денис Владимирович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «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 им. М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9391151  
khokhlov@mig.phys.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Храпай Вадим Сергеевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (903) 0026390  
dick@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, 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

**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

**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

**Чиненков Максим Юрьевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»»  
+7 (906) 7344644  
chinenkov@inbox.ru  
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия

**Чунин Игорь Игоревич**

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (962) 5131287  
virdgill@mail.ru  
пр. Гагарина 23/3, 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

**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 Александр Александрович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (496) 5222946  
shashkin@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Чернооголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Шенгуров Владимир Геннадьевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623188  
shengurov@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, ГСП-34, 603950

**Шенина Мария Евгеньевна**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) +79506163118  
syrix@bk.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Шерешевский Илья Аронович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (960) 1820285  
ilya@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Шефер Дмитрий Андреевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (961) 2246672  
nsk.sheferdmitriy@gmail.com  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, 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

**Шмагин Вячеслав Борисович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179481  
shm@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Штром Игорь Викторович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
007 (911) 2123425  
igorstrohm@mail.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Шубина Татьяна Васильевна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927124  
shubina@beam.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Шукринов Юрий Маджнунович**

Объединенный институт ядерных исследований  
+7 (496) 2163844  
shukrinov@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 им. первого Президента России Б. Н. Ельцина».  
+7 (343) 2617436  
vladimir.shur@urfu.ru  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

**Шуркаева Инесса Васильевна**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МЭИ»  
+7 (967) 2939689  
shurkaevaiv@gmail.com  
ул. Красноказарменная, д.14, Е-250, Москва, 111250, Россия

**Щеголев Андрей Евгеньевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9164367213  
tanuio@gmail.com  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Щелкачев Николай Михайлович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский

физико-технический институт (государственный университет)»  
+7 (495) 7029317  
nms@itp.ac.ru  
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

**Юдсон Владимир Исаакович**

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
+7 (916) 9587485  
v.yudson@gmail.com  
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34

**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

**Якунин Михаил Викторович**

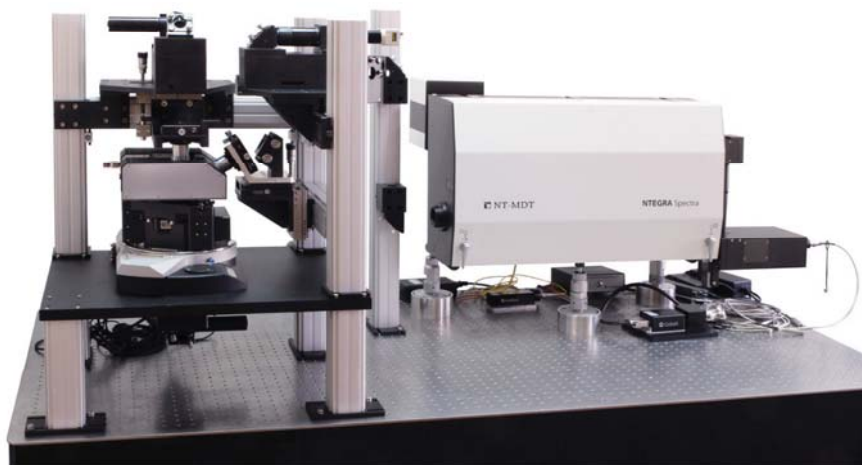
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук  
+7 (343) 3783644  
yakunin@imp.uran.ru  
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

**Ячменев Александр Эдуардович**

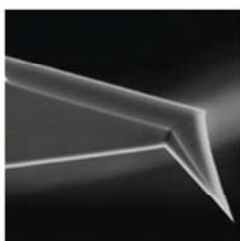
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук  
+7 (499) 1234464  
imago.sky@gmail.com  
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия

# ИНТЕГРА Спектра II

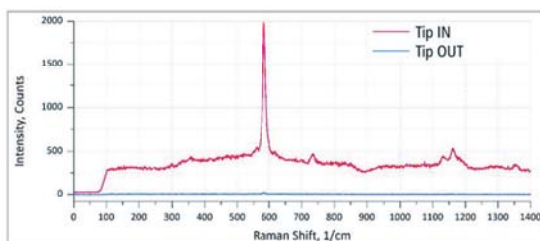
Многофункциональная комбинированная СЗМ/РАМАН/СБОМ система



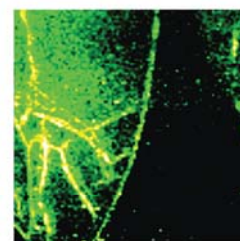
- Интеграция сканирующей зондовой микроскопии (AFM, STM) высокого разрешения, конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния (Raman), флуоресцентной микроскопии и ближнепольной оптической микроскопии (SNOM, sSNOM) в едином комплексе;
- Возможность изучения механических, электрических и магнитных свойств поверхностей с помощью всех современных методик СЗМ (AFM, STM);
- Возможность изучения химического состава поверхности с разрешением до 10 нм с помощью комбинированных СЗМ/РАМАН измерений;
- Оптимизированные решения для Зондово Усиленного Комбинационного Рассеяния (Tip Enhanced Raman Scattering, TERS), включая получения TERS в жидкости;
- Возможность проводить измерения по методу нерезонансной осцилляционной микроскопии (Hybrid 2.0) для изучения вязко-упругих свойств поверхности;
- TERS-зонды собственного производства с усилением 100x и более и латеральным разрешением TERS до 10 нм



Увеличенное изображение  
TERS-кантилевера,  
полученное в СЗМ



Типичное усиление Раман сигнала (>100x),  
полученное с помощью TERS зондов  
НТ-МДТ Спектрум Инструментс



D-полоса оксида графена  
(3x3 мкм, 512x512 точек  
в изображении)

## Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс

Центральный офис: 124460, г. Москва, Зеленоград, проезд № 4922, дом 4, строение 3

E-mail: info@ntmdt-si.com; Тел.: +7 (499) 110-2050

Почтовый адрес: 124482, Москва, Зеленоград, корп. 317-А а/я 144, НТ-МДТ





# STE35

## III-V MBE System for R&D and Small-Scale Production

precise growth process on 100mm  
or 3x2" substrates



"Semiconductor Technologies and  
Equipment" Joint Stock Company

27 Engels avenue,  
Saint-Petersburg, 194156, Russia  
Phone: +7 812 6010605  
Fax: +7 812 3204394

[sales@semiteq.ru](mailto:sales@semiteq.ru)  
[www.semiteq.org](http://www.semiteq.org)





ГАЗОАНАЛИЗАТОРЫ



АСПИРАТОРЫ



АНАЛИТИЧЕСКИЕ  
РАМАНОВСКИЕ  
СИСТЕМЫ



СРЕДСТВА ПОВЕРКИ



ПЕРЕДВИЖНЫЕ И  
СТАЦИОНАРНЫЕ СТАНЦИИ  
ЭКОЛОГИЧЕСКОГО  
МОНИТОРИНГА

## АО «ОПТЭК»

Адрес: Санкт-Петербург, Малый пр. В.О., дом 58, литер А, пом. 20-Н

Телефоны: (812) 327 7222, 325 5567

Адрес электронной почты: [info@optec.ru](mailto:info@optec.ru)

Официальный сайт: [www.optec.ru](http://www.optec.ru)

Российское приборостроительное предприятие АО «ОПТЭК» с 1989 года разрабатывает и производит автоматические газоанализаторы и газоаналитические системы контроля воздуха.

На сегодняшний день наше предприятие является лидером в России по производству приборов фоновый мониторинга атмосферы, по выпуску хемилюминесцентных и оптических газоанализаторов для научных и производственных задач. По ряду анализируемых компонентов — окислам азота, озону, сероводороду, аммиаку, серы и оксиду углерода — автоматические газоанализаторы производства АО «ОПТЭК» превосходят известные изделия аналогичного назначения.

В нашем каталоге Вы сможете ознакомиться с основными характеристиками и описанием всех типов выпускаемых средств измерений - стационарных и портативных газовых анализаторов, аналитических систем и измерительных комплексов.

Собственная база для проведения научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ позволяет нам разрабатывать, производить и выпускать на рынок новые модели приборов.

Все предлагаемые нами автоматические газоанализаторы и газоаналитические системы сертифицированы и производятся на основании лицензий. Перед поставкой все приборы проходят поверку в органах Госстандарта.

Наше предприятие гарантирует качество производимых газовых анализаторов и другого газоаналитического оборудования (выполненных работ) и их соответствие установленным требованиям.

### Продукция нашего предприятия:

- стационарные и переносные газоанализаторы атмосферного воздуха: CO, CO<sub>2</sub>, NO, NO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S, NH<sub>3</sub>, O<sub>3</sub>, CH<sub>x</sub>, формальдегид, пыль;
- стационарные и портативные газоанализаторы воздуха рабочей зоны: CO, H<sub>2</sub>S, SO<sub>2</sub>, NO, NO<sub>2</sub>, Cl<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, O<sub>2</sub>, HCN;
- газоанализаторы промышленных выбросов: CO, NO, NO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, CH<sub>x</sub>, CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>S;
- газоанализаторы для газовых технологических смесей: CO, CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>;
- газоанализаторы транспортных выбросов: CO, CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, CH<sub>x</sub>, NO, NO<sub>2</sub>;
- анализаторы пыли и аэрозолей;
- передвижные и стационарные измерительные системы;
- аспираторы;
- устройства пробоподготовки: зонды и блоки пробоподготовки;
- аналитические рамановские системы;
- генераторы озона.



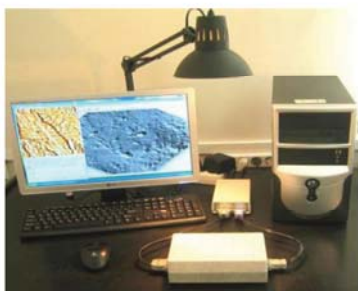




# АО «Завод ПРОТОН»

Москва, Зеленоград

т. (495) 364-60-93 т./ф. (499) 720-85-31 www.z-proton.ru logi@micee.ru



**Микроскоп сканирующий зондовый «СММ-2000»**  
атомное разрешение в STM и AFM  
25 режимов, высокая надежность  
*Госреестр, поставка со склада*



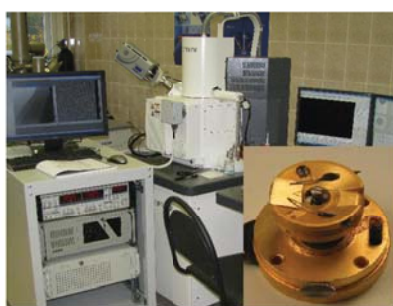
**Профилометр модели 130**  
28 параметров шероховатости  
точность 1 нм, трасса 12,5 мм  
1-14 классы шероховатости  
*Госреестр, поставка со склада*



**Контурограф модели 220**  
оцифровка формы образцов  
с точностью до 1 нм, трасса до 220 мм  
режимы кругломера и профилометра  
*Госреестр, поставка со склада*



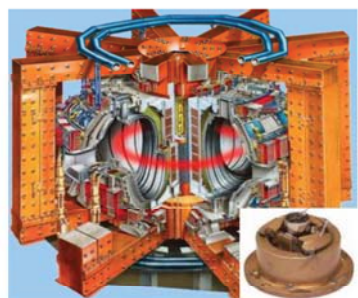
**UHV-Крио-STM**  
5К - 300С, атомное разрешение  
*разработан совместно с ИОФАН*



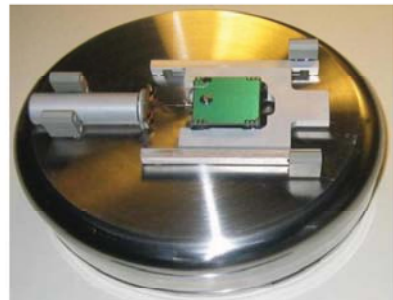
**STM - в эл.микроскопы**  
до атомов в электронных микроскопах  
*габариты STM - 30x30x30 мм*



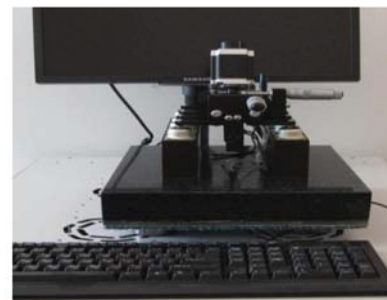
**STM - для НАНОФАБА**  
поатомная литография  
*устанавливается в Omicron*



**STM в ТОКАМАК**  
работает в плазме 2 млн. град.  
*нет аналогов в мире*



**STM в ядерные реакторы**  
в горячие и перчаточные камеры  
*нет аналогов в мире*



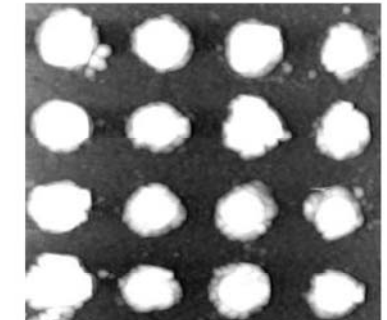
**AFM с машиной разрыва**  
наблюдение разрыва материалов  
*нет аналогов в мире*



**Магнетрон «МАГ-2000»**  
сплошность пленок от 1 нм  
скорость роста 0.1нм/с  
*поставка со склада*



**Напылительный STM/AFM**  
наблюдение роста пленок и наночастиц  
в процессе магнетронного напыления  
*нет аналогов в мире*



**Меры для калибровки**  
ПРО-10 (к профилометрам)  
Кварц-ХУ1400/Z90нм (к микроскопам)  
*Госреестр, поставка со склада*



## Работа с Центром Технического Сопровождения "НАУКА" - это:

- широчайший спектр научного лабораторного оборудования и расходных материалов к нему;
- возможность поставки оборудования как серийных моделей, так и по индивидуальным проектам;
- мгновенная реакция на запросы по оборудованию;
- гибкая ценовая политика и оперативное решение всех возникающих задач;
- ответственное исполнение всех условий договора;
- полное соответствие поставленного оборудования техническим спецификациям;
- разработка и постановка методик измерения и анализа (для аналитического оборудования);
- собственные сертифицированные заводом-производителем сервисные инженеры;
- гарантийное и пост-гарантийное обслуживание и техническая поддержка пользователей.

## Основные линейки оборудования

### 1. Криогенное оборудование и оборудование для термостатирования образцов:

- Гелиевые и азотные криостаты всех типов (заливные, проточные, погружные, замкнутого цикла, реконденсации He<sup>3</sup>) от **ARS** и **CIA**, США
- Поточные охладители (гелиевые и азотные) от **CIA**, США
- Криогенные зондовые станции (проб-станции) от **ARS**, США
- Криостаты растворения He<sup>3</sup>-He<sup>4</sup> от **Leiden Cryogenic**, Нидерланды
- Термостолики для микроскопии (в зависимости от модели, рабочие температуры от -196 °C до 1500 °C) производства **Linkam Instruments**, Великобритания
- Расходные материалы для криогенных систем (сенсоры, провода, контроллеры и др.) от **Scientific Instruments**, США
- Системы ожижения и реконденсации He и генераторы жидкого N<sub>2</sub> от **CIA**, США
- Криостаты со сверхпроводящими магнитами с полями 2-22 Тл, в т. ч. для микроскопии, от **CIA**, США, и **Cryogenic Limited**, Великобритания
- Системы для выполнения транспортных измерений в магнитных полях и сквид-магнетометры, а также модули и аксессуары для них от **Cryogenic Limited**, Великобритания

### 2. Измерительное оборудование, в т.ч. для криогенного применения:

- Полный спектр измерительного оборудования (мультиметры, усилители, Lock-in amplifier, генераторы сигналов, температурные контроллеры и многое другое) от **Stanford Research Systems**, США, и **Zurich Instruments**, Швейцария
- Усилители СВЧ сигналов криогенные и комнатно-температурные от **Low Noise Factory**, Швеция
- Криогенные изоляторы от **Quinstar Inc.**, США

### 3. Лазерные системы:

- Непрерывные мультилинейные аргоновые лазеры
- Импульсные лазеры на DPSS
- Газовые лазеры
- Твердотельные лазеры

### 4. Терагерцовые спектрометры и аксессуары для них

### 5. Вакуумное оборудование, аксессуары и арматура

Наши адреса в Интернете:

[www.cts-nauka.ru](http://www.cts-nauka.ru)

[www.cryoindustries.ru](http://www.cryoindustries.ru)

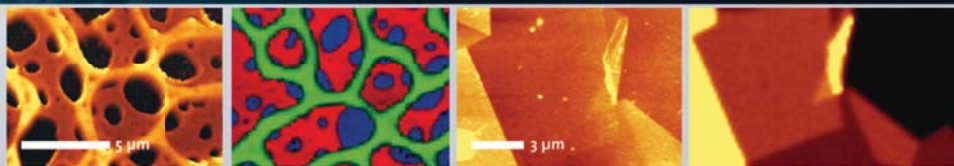
[www.nauka-shop.ru](http://www.nauka-shop.ru)





# PIONEERS BY PROFESSION

*Космические корабли «Аполлон» и «Союз», впервые объединив свои усилия, встретились 17 июля 1975 года.*



Рамановское конфокальное и топографическое ACM-изображение полимерной смеси на стекле

ACM (слева) и рамановское (справа) изображения чешуйки графена

Комплекс Раман ACM компании WITec сочетает в себе возможности анализа материалов, получения конфокальных рамановских изображений со сверхвысоким топографическим и латеральным разрешением ACM. Эти две совместно работающие методики доступны в едином инструменте для более гибкой и всесторонней характеристики образцов.

**Комбинируйте методики с пионерской технологией компании WITec и небеса над вами не будут иметь никаких границ.**



Microscopy  
INNOVATION AWARD



alpha300 AR  
Первое полностью интегрированное сочетание методов Раман/ACM

alpha300 AR  
Первая автоматизированная система Раман/ACM для крупных образцов

alpha300 SR  
Первая система SNOM, использующая патентованные консольные датчики

alpha300 AR+  
Первое полностью интегрированное сочетание получения рамановских изображений с ACM

WITec Headquarters  
WITec GmbH, Lise-Meitner-Str. 6, 89081 Ulm, Germany, info@witec.de, www.witec.de

Официальное представительство в России: LOT-QuantumDesign in Russia  
119991, ул. Вавилова 30/6, Москва, Россия. Тел.: +7 499 135 1241. Факс: +7 495 9381907, witec@lot-qd.ru





## ООО «ЭрисКом»

115404, Россия, г. Москва, 11-я Радиальная улица, д.2, оф.16.

Тел./Факс: +7 (499) 218-2353 (многоканальный).

E-mail: [info@ErisCom.ru](mailto:info@ErisCom.ru)

[Http://www.ErisCom.ru](http://www.ErisCom.ru)

Компания «ЭрисКом» создана в 2006 году и специализируется на поставках высокотехнологичного оборудования для многих отраслей промышленности. Мы предлагаем весь спектр радиоизмерительного оборудования Keysight Technologies: осциллографы, генераторы, мультиметры, источники питания и многое другое. Специалисты нашей компании всегда оптимально подберут и поставят в кратчайшие сроки необходимое оборудование исходя из потребностей заказчика. Кроме того, на все поставляемое нами оборудование действует гарантия производителя и полная техническая поддержка после покупки.

Работая с нами, Вы:

- в нашем лице можете иметь одного поставщика на весь спектр необходимой вам продукции;
- получаете более низкие цены на продукцию, чем вам предлагают, т.к. мы работаем непосредственно с производителем;
- получаете возможность товарного кредита с отсрочкой оплаты;
- можете воспользоваться гибкой системой скидок с возможностью их накопления;
- имеете возможность бесплатного участия ваших специалистов в конференциях (семинарах), проводимых нашей компанией.

«ЭрисКом» — официальный дистрибьютор Keysight Technologies в России.

### Прецизионные параметрические анализаторы серии B2900A

- Четырехквadrантный источник/измеритель напряжения/тока для построения ВАХ устройств
- Компактное исполнение с высокой производительностью и лучшим в своем классе графическим интерфейсом
- Широкий диапазон выходного напряжения (210 В) и силы тока (3 А в режиме постоянного тока и 10,5 А в импульсном режиме), выходная мощность – до 31,8 Вт
- Минимальное разрешение источника и измерителя - 10 фА / 100 нВ
- Высокая скорость измерений – до 100.000 точек/с
- Поддержка стандартного набора команд SCPI; интерфейсы USB2.0, GPIB, LAN (LXI) и цифрового ввода/вывода

Тел. / Факс: +7 (499) 218-2353  
[www.eriscom.ru](http://www.eriscom.ru) | [info@eriscom.ru](mailto:info@eriscom.ru)

**KEYSIGHT TECHNOLOGIES**  
Авторизованный дистрибьютор

Страница 1. Страниц 1.

ООО «ЭрисКом».

Тел./Факс: +7 (499) 218-2353.

Компания является официальным дистрибьютором Keysight Technologies в России в вопросах поставки радиоизмерительного оборудования, награждена призом «Лучшее предприятие 2012 года» и сертифицирована по международному стандарту качества ISO 9001:2015.





ПОСТАВКА ОБОРУДОВАНИЯ  
И ИНЖИНИРИНГ

# SERNIA

СОЕДИНЯЯ НАУКУ И ТЕХНОЛОГИИ

- КОНТРОЛЬНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ
- АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ
- ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

## О КОМПАНИИ

ООО «Серния» специализируется на оснащении научных и производственных лабораторий контрольно-измерительным, исследовательским и технологическим оборудованием.

Компания оказывает следующие виды услуг: предварительное обследование помещений; измерение электромагнитных помех и вибраций; подбор оборудования под задачи Заказчика; доставка и монтаж оборудования; гарантийное обслуживание; проведение исследований методами оптической и электронной микроскопии.

Компания предлагает широкий спектр измерительных приборов, антенн, тестовых камер, микроскопов и технологического оборудования таких производителей как: Tektronix, ETS-Lindgren, A.H.Systems, TMC, FEI, Keyence, Picosun, Trion, Henniker Plasma, Crestec, Plassys и др.

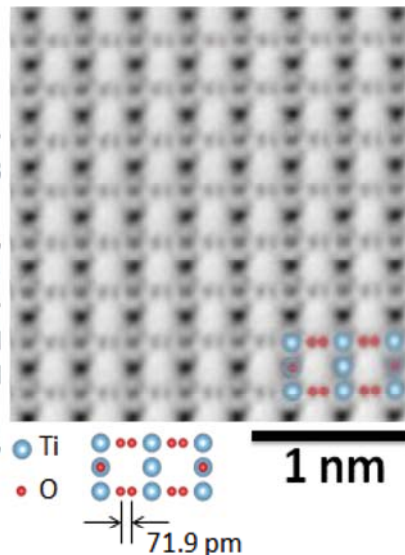




## 300-КИЛОВОЛЬТНЫЙ ПРОСВЕЧИВАЮЩИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП УЛЬТРАВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ JEOL JEM-ARM300F

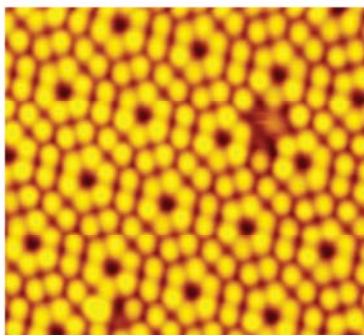
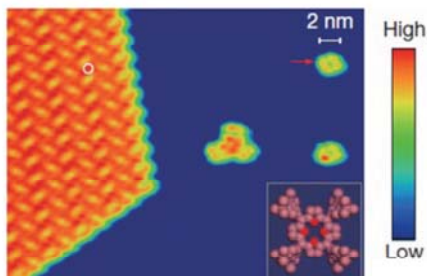


- Ускоряющее напряжение до 300 кВ
- Разрешение в ПЭМ-режиме: 0,05 нм
- Разрешение в ПРЭМ-режиме: 0,063 нм
- Полностью автоматическая юстировка двух додекапольных корректоров сферических аберраций
- Монохроматичный пучок электронов, формируемый источником с «холодной» полевой эмиссией, идеально подходит для спектроскопии характеристических потерь энергии электронов
- Возможность установки СХПЭЭ, ЭДС, до 4 детекторов ПРЭМ-режима



TII Group

## СКАНИРУЮЩИЕ ЗОНДОВЫЕ МИКРОСКОПЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ОБРАЗЦОВ В УСЛОВИЯХ СВЕРХВЫСОКОГО ВАКУУМА И СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР



- Проведение исследований в сверхвысоком вакууме до  $10^{-8}$  Па
- Изучение свойств образцов при температурах от 0,04 К
- Возможность нанесения металлических и органических покрытий на поверхность образца
- Возможность измерения электрических характеристик микро- и наноразмерных объектов 4-контактным методом
- Изучение атомной структуры и свойств образцов в полях напряженностью до 15 Тл
- Возможность исследования отдельной молекулы методами спектроскопии комбинационного рассеяния (TERS)



**ООО "ТОКИО БОЭКИ (РУС)"**

Россия, 127055, г. Москва, ул. Новолесная, 2

Тел.: +7-495-223-4000

E-mail: [systems@tokyo-boeki.ru](mailto:systems@tokyo-boeki.ru)

Web: [www.tokyo-boeki.ru](http://www.tokyo-boeki.ru)



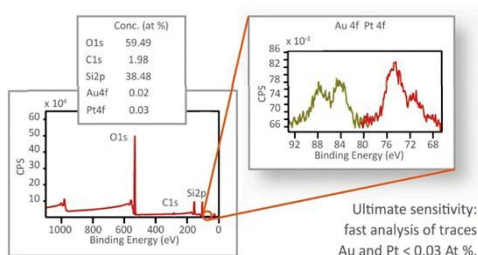


## ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ АТОМНОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА

Компания **Scienta Omicron** — мировой лидер в области разработки технологий исследования свойств поверхности. Благодаря обладанию фундаментальными технологиями и знаниям в области электронной спектроскопии, сканирующей зондовой микроскопии в вакууме, исследованию свойств тонких пленок, компания предоставляет своим клиентам лучшее оборудование из доступного на рынке.

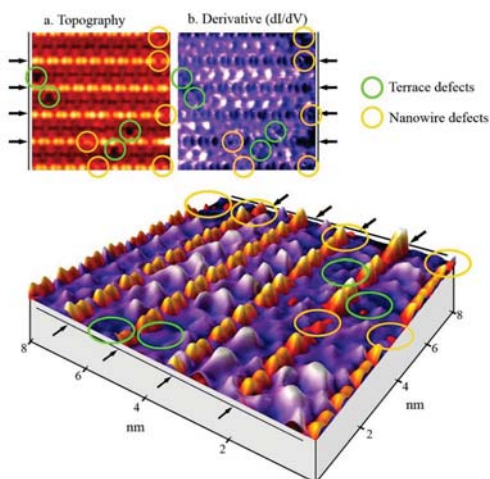
### РФЭС спектрометры ESCA 2SR

Надежные РФЭС спектрометры, позволяющие реализовывать исследования поверхности с помощью рутинной и специализированной РФЭС и ЭСХА. Удобный исследовательский инструмент, комбинирующий в себе высокую чувствительность, превосходное разрешение по энергии с высокой пропускной способностью.



### Установки молекулярно-лучевой эпитаксии LAB|EVO|PRO

Установки обладают гибкой конфигурацией, широким набором эффузионных ячеек различного объема (от 200 до 1,5 см<sup>3</sup>) для роста кристаллов и легирования, различными типами испарителей, затворов и приводов. Возможно изготовление заказных конфигураций портов (смотровые окна, симметричные порты для эллипсометрии и прочие).



### Сканирующие зондовые микроскопы QPlus

Измерения в сверхвысоком вакууме позволяют успешно реализовать методику АСМ одновременно с туннельной микроскопией без потери измерительных характеристик.

Комбинация метода QPlus АСМ и СТМ раскрывает колоссальный потенциал для целого набора направлений фундаментальных и прикладных исследований, включая манипуляции и силовое воздействие на отдельные молекулы на изолированных



ООО «Группа Ай-Эм-Си»

117638, Москва, ул. Кривокожская, д.23, кор.3

+7 (495) 374-04-01

sales@imc-systems.ru





# Park Systems

## Ведущие инновации в перспективных нанотехнологиях микроскопии и метрологии

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

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

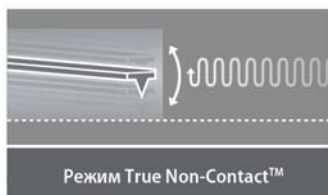
В декабре 2015 года Park System провела первую публичную продажу акций, присоединившись к биржевой торговой площадке в Южной Корее (KOSDAQ).

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

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

### Единственный в мире бесконтактный режим True Non-Contact™

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



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

### Park XE7

Исследовательский атомно-силовой микроскоп для бюджетных лабораторий

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



### Park NX20

Мощный атомно-силовой микроскоп для исследования крупных образцов

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







**Авторский указатель****A**

Aagesen M. 642  
 Abid M. 347  
 Abid Mo. 347  
 Abrosimov N.V. 580, 590  
 Adachi T. 112  
 Aleshkin V.Ya. 459

**B**

Bansil A. 265  
 Basko D.M. 120  
 Belenky G. 537  
 Bellessa J. 567  
 Belyakov V.A. 355  
 Bennett J.C. 477  
 Borisov A.B. 15  
 Botha A.E. 122  
 Brânzei F. 7  
 Brodbeck S. 740  
 But D. 465, 474

**C**

Chandrasekaran S.S. 312  
 Chandrasena R.U. 265  
 Chang C.-R. 347  
 Chang J. 145  
 Chang T.-R. 265  
 Chen L. 316  
 Chernysheva O.V. 477  
 Chou J.P. 297  
 Chu M.-W. 477  
 Clergerie A. 60  
 Consejo C. 461, 465, 474  
 Cuzminschi M. 9, 19  
 Cwik J. 165

**D**

Dastjerdi M.H.T. 642  
 Desrat W. 465, 474  
 Deßmann N. 590, 682, 758,  
 766  
 di Giorgio C. 265  
 Dolgoplov V.T. 472  
 Dubinov A.A. 459  
 Dvoretzkii S.A. 461, 465  
 Dyakonova N. 465, 474

**E**

Eichert D. 385

**F**

Fiordaliso E.M. 642  
 Fu H. 316  
 Fukidome H. 459

**G**

Gavrilenko V.I. 461, 465  
 Gil B. 778  
 Gray A.X. 265

**H**

Hardtdegen H. 594  
 Hasegawa S. 285  
 Helm M. 707  
 Hombe A. 463, 670  
 Houzet M. 31  
 Hsing C.R. 285, 297, 325  
 Hsu M.-Ch. 347  
 Huang S.-H. 472  
 Huang Ts.-W. 347  
 Hübers H.-W. 590, 758, 766  
 Huhtio T. 744  
 Höfling S. 652, 740

**I**

Iavarone M. 265  
 Ichinokura S. 285

**J**

Janabi Ya.T. 347  
 Jark W. 385  
 Jeng H.-T. 265  
 Jouault B. 465

**K**

Kadykov A.M. 461, 465  
 Kakko J.P. 744  
 Kamp M. 461, 740  
 Kaneko N.-H. 120  
 Kasama T. 642  
 Kashiwaya S. 120  
 Katsnelson M.I. 347  
 Kawabata S. 120  
 Kirillova N.E. 467, 470  
 Klopff J.M. 590, 758, 766  
 Knap W. 465, 474  
 Koike Y. 112  
 Kopasov A.A. 11,  
 Kozulin A.S. 467, 470  
 Krasnov V.M. 13

Kravchenko S.V. 472

Krishtopenko S.S. 461, 465,  
 468

Kronast F. 265

Kulikov K. 7

Kumar V. 312

Kurokawa Y. 463, 670

Kvon Z.D. 465

**L**

Lane C. 265  
 La Pierre R.R. 642  
 Lehtinen J.S. 23  
 Lemaitre A. 567  
 Li H. 316  
 Lichtenstein A.I. 347  
 Lin H. 265  
 Lin Y.G. 477  
 Lipsanen H. 744  
 Liu C.W. 472  
 Liu H. 347

**M**

Maisi V.F. 120  
 Malyshev A.I. 467, 470  
 Marcinkiewicz M. 461, 465,  
 474  
 Mel'nikov A.S. 11,  
 Melnikov M.Yu. 472  
 Meng Sh. 316  
 Menushenkov A.P. 477  
 Meschke M. 120  
 Meyer J.S. 31  
 Mikhailov N.N. 461, 465  
 Mitsushio J. 459  
 Morozov S.V. 461, 465  
 Morozova E.E. 463  
 Moskvina A.S. 15  
 Mukhamedshin I.R. 477  
 Murphy B.E. 347  
 Murugan P. 312

**N**

Nahmedov A. 96  
 Nakamura S. 120  
 Nashaat M. 76  
 Nasretdinova V.F. 477  
 Nazarov Y.V. 31  
 Nieminen J. 265  
 Niu Yu. 347

Noji T. 112  
Novik E.G. 571  
Novikov A.V. 463

**O**

Okazaki Y. 120  
Orlita M. 474, 527  
Otsuji T. 459

**P**

Panov Yu.D. 15  
Pavlov S.G. 590, 758  
Pavlovskiy V.V. 477  
Pekola J.P. 120  
Peltonen J.T. 120  
Pernod P. 219  
Piot B. 527  
Pohl A. 590  
Pokrovskii V.Ya. 477  
Potemski M. 527  
Prodan A. 477  
Putilov A.V. 265

**Q**

Qiu J. 316

**R**

Riemann H. 580  
Rogalev A. 127  
Ruffenach S. 461, 465, 474  
Rutckaia V. 713  
Rybakov F.N. 15  
Ryzhii M. 459  
Ryzhii V. 459

**S**

Saari T. 265  
Satou A. 459  
Schaeppers Th. 594  
Schilling J. 713  
Schneider C. 652, 740  
Seidel P. 122  
Semenova E. 633  
Senellart P. 567  
Sengupta K. 76, 96, 122  
Shaleev M.V. 463  
Shao T. 316  
Shashkin A.A. 472  
Shastin V.N. 682  
Shterengas L. 537  
Shukrinov Y. 7  
Shukrinov Yu.M. 9, 19  
Smirnov D. 474  
Snigirev A. 357

Spirin K.E. 465

Šturm S. 477  
Suemitsu M. 459  
Suemitsu T. 459  
Sun Chun B. 347  
Symonds C. 567

**T**

Tamamushi G. 459  
Taupin M. 120  
Tchernychova E. 477  
Teppe F. 461, 465, 468, 474, 618  
Tiercelin N. 219  
Titov A.N. 477  
Tobah Y. 459  
Torres J. 465, 474  
Trainer D.J. 265  
Tretiakov O.A. 128, 476  
Tsai J.-S. 120  
Tsyplenkov V.V. 682

**U**

Usami N. 463, 670

**V**

van Midden H.J.P. 477  
Vasenko A.S. 120  
Volk Ch. 594  
Volodin A. 267

**W**

Wako H. 459  
Walls B. 347  
Wang B. 265  
Watanabe T. 459  
Wei C.M. 285, 297, 325  
Weiss T. 740  
Wilhelm F. 127  
Winden A. 594  
Winnerl S. 707, 766  
Wolak M. 265  
Wu H.-Ch. 347  
Wu K. 316  
Wu Pai W. 477

**X**

Xi X.X 265  
Xu Ya. 316

**Y**

Yadav D. 459  
Yerin Y.S. 17  
Yurasov D.V. 463

**Z**

Zaitsev-Zotov S.V. 477  
Zhukavin R.Kh. 682  
Zubarev A. 9, 19  
Zupanič E. 477  
Zybtsev S.G. 477

**A**

Абрамкин Д.С. 479, 680, 764  
Абрамов Н.Н. 53  
Абросимов А.С. 481  
Абросимов Н.В. 578, 616  
Аверкиев Н.С. 501  
Агафонов В.В. 736  
Агеев О.А. 298  
Азатьян С.Г. 297  
Азим У. 215  
Акимов А.Н. 483, 485  
Аладышкин А.Ю. 318  
Александров И.А. 487  
Алкссссв А.Н. 489  
Алешкин В.Я. 491, 493, 495, 497, 515, 523, 527, 660, 676, 784  
Алофсрдов А.В. 195  
Алтухов И.В. 499  
Альмов Г.В. 720  
Альперович В.Л. 596  
Андреев Б.А. 501, 503, 505, 565, 644, 768  
Андреева М.А. 191  
Андреианов Е.С. 646  
Андрюшечкин Б.В. 269, 304, 306, 308, 320  
Анисимов А.Н. 507  
Анкудинов А.В. 271, 337, 345  
Антонов Д.А. 343  
Антонов И.А. 343  
Антонов И.Н. 195, 561, 563, 738, 750  
Антонова И.А. 531  
Антропов Н.О. 129, 191  
Анфертьев В.А. 509, 555  
Аристов В.Ю. 347  
Аронзон Б.А. 511  
Арсеев П.И. 21, 656  
Арташкин А.И. 545  
Арутюнов К.Ю. 23  
Асеев П.П. 674  
Астафьев О.В. 33  
Астахов Г.В. 507  
Астров Ю.А. 592  
Афанасьев А.Н. 513

- Афоненко А.А. 515  
 Ахмат М. 215  
 Ахматханов А.Р. 351  
 Ахмеджанов Р.А. 694  
 Ахсахалиян А.Д. 359  
 Ашкинази Е.Е. 531
- Б**  
 Бабенков С.В. 347  
 Багаев В.С. 517, 631  
 Байдакова Н.А. 519, 521  
 Байдусь В.Н. 770  
 Байдусь Н.В. 491, 523, 525, 604, 762, 784  
 Бакаров А.К. 479, 764  
 Бакурский С.В. 25, 27  
 Балагула Р.М. 726  
 Балашов Е.М. 287  
 Барабанов А.Ф. 39, 133, 143, 209  
 Баранов А.Н. 499  
 Баранов П.Г. 507  
 Батраков А.А. 80  
 Батурина Т.И. 92  
 Бахтизин Р.З. 312  
 Бегинин Е.Н. 234  
 Белёвский П.А. 525  
 Белемук А.М. 131, 133  
 Белобородов И.С. 131, 250  
 Белов А.И. 625  
 Белугина Н.В. 339  
 Беляев К.Г. 742  
 Беляков В.А. 654  
 Бердников Ю.С. 715  
 Берзин А.А. 135, 137  
 Берштейн В.А. 331  
 Беспалов А.А. 29, 31  
 Бизяев Д.А. 141  
 Благодатков Д.В. 213  
 Блинов М.И. 165  
 Блинов Ю.Ф. 298  
 Блохин С.А. 654  
 Бобров А.И. 561  
 Бобров М.А. 654  
 Бовкун Л.С. 527  
 Богач А.В. 157, 177  
 Богачев С.А. 361  
 Богданов С.А. 635, 768  
 Болгар А. 33  
 Больгинов В. 64  
 Больгинов В.В. 53  
 Большаков А.П. 531  
 Бондаренко Л.В. 285, 297, 325  
 Борис А.А. 222
- Борисов В.И. 273  
 Борисова С.Д. 324  
 Боряков А.В. 586  
 Боуноар С. 576  
 Бричкин А.С. 760  
 Брунев Д.В. 529  
 Брюквина Л.И. 314  
 Бударин Л.И. 171, 173, 236, 481  
 Буздин А.И. 60, 96  
 Бузынин А.Н. 770  
 Бузынин Ю.Н. 770  
 Буравлев А.Д. 499, 744  
 Бурдастых М.В. 35  
 Бурмистров И.С. 638, 640  
 Бухараев А.А. 139, 141  
 Бушусь В.А. 365, 424, 438  
 Бушуев Е.В. 531  
 Бушуйкин П.А. 501, 644  
 Быков В.А. 275, 302, 329
- В**  
 Вадимов В.Л. 37  
 Вайнер Ю.А. 367, 381, 418, 428, 436  
 Вакс В.Л. 509, 555  
 Валиулин В.Э. 143  
 Вальков В.В. 39, 41  
 Варавин В.С. 529, 533, 618  
 Васев А.В. 582  
 Васильев А.Н. 110  
 Васильев А.П. 499, 654, 686  
 Васильев А.Л. 232  
 Васильев В.В. 529, 718  
 Вдовин В.Ф. 279  
 Вдовичев С.Н. 68, 104, 145, 163, 242, 248, 279, 535, 772  
 Вдовичева Н.В. 51  
 Вдовичева Н.К. 43, 78  
 Веденеев А.С. 232  
 Ведь М.В. 147, 175, 205, 230  
 Вещунов И.С. 45  
 Вилков И.В. 300  
 Виллиамс О.А. 114  
 Винников Л.Я. 45  
 Винниченко М.Я. 537  
 Винокуров Д.Л. 135  
 Винославский М.Н. 525  
 Вихарев А.Л. 539, 635, 768  
 Вихрова О.В. 149, 151, 175, 195, 335, 604, 612, 690, 784  
 Вишняков Е.А. 361, 369, 371, 373, 375, 377
- Водолазов Д.Ю. 47, 82  
 Волк Т.Р. 327  
 Волков А.Я. 331  
 Волков В.А. 539, 573, 602  
 Волков П.В. 379, 531  
 Волкова Н.С. 557  
 Волкова О.С. 110  
 Володин А.П. 329  
 Волочаев М.Н. 169  
 Воробьев Л.Е. 537, 726  
 Воронин П.Г. 559  
 Ворошнин В.Ю. 349  
 Вылегжанина М.Э. 331  
 Высоцкий С.Л. 153, 238, 240
- Г**  
 Гавва В.А. 627  
 Гавриленко В.В. 662  
 Гавриленко В.И. 474, 527, 543, 608, 618, 703, 705, 707, 752, 768  
 Гаврленко Л.В. 493  
 Гайнутдинов Р.В. 327, 339  
 Гайслер А.В. 576  
 Гайслер В.А. 576  
 Гайфуллин Р.Р. 49  
 Галеева А.В. 545, 547  
 Галин М.А. 51  
 Галкин О.Е. 734  
 Гаман Д.А. 381, 418, 426  
 Ганьшина Е.А. 165  
 Гапонова Д.М. 495, 549  
 Гарахин С.А. 383, 418  
 Гарифьянов Н.Н. 108  
 Гатин А.К. 283  
 Герасимов В.В. 616  
 Герасимов М.В. 155  
 Гергель В.А. 752  
 Германенко А.В. 551  
 Гиблин Ш.Р. 114  
 Гилинский А.М. 487  
 Гильманов М.И. 157, 177  
 Гимазов И.И. 112  
 Гиндикин Я.В. 553  
 Гиппиус Н.А. 740  
 Глаголев П.Ю. 183  
 Глазов М.М. 724  
 Глушков В.В. 157, 177  
 Голов М.В. 555  
 Головатенко А.А. 557  
 Головчанский И. 64  
 Головчанский И.А. 53  
 Голуб Л.Е. 629  
 Голубов А.А. 25, 27, 49  
 Голубов В.В. 53

Гольцман Г.Н. 55, 68, 118, 509  
 Горай Л.И. 385  
 Горбачёв А.М. 635  
 Гордеева А.В. 72, 88  
 Горев Р.В. 159, 161, 163, 281, 329  
 Горлачук П.В. 709  
 Горшков А.П. 559, 750  
 Горшков О.Н. 343, 561, 563, 716, 738, 750  
 Горюнов А.В. 379, 531  
 Гофман И.В. 331  
 Грановский А.Б. 165, 232  
 Грачев А.А. 234  
 Грачев Д.А. 503, 565  
 Грешнов А.А. 513  
 Грибко В.В. 387  
 Григорьев В.А. 260  
 Григорьев П.Д. 110  
 Гринберг Я.С. 55  
 Гришин М.В. 283, 289  
 Гронин С.В. 742  
 Грузнев Д.В. 285, 297, 325  
 Губайдуллин А.Р. 567, 614  
 Гудина С.В. 569, 571  
 Гудкова А.В. 167  
 Гунбина А.А. 72, 88  
 Гусев Н.С. 145, 171, 244, 248, 260  
 Гусев С.А. 145, 169, 248, 300, 389  
 Гусева Ю.А. 654  
 Гусейнов Д.В. 503, 578, 580  
 Гутаковский А.К. 479

**Д**

Давыдов В.Ю. 501  
 Далидчик Ф.И. 287  
 Данилов А.И. 658  
 Данилов С.Н. 545, 547  
 Данилов Ю.А. 149, 151, 179, 195, 612  
 Данильцев В.М. 700  
 Дворецкий С.А. 474, 527, 529, 545, 551, 569, 571, 608, 618, 660, 662, 703, 705, 707, 718, 786  
 де Бернардис П. 72  
 Девизорова Ж.А. 59, 60, 573  
 Девятков Э.В. 623  
 Дегтярев В.Е. 574, 754  
 Дём В.Е. 211  
 Демарина Н.В. 754  
 Деменев А.А. 740

Демидов В.В. 86, 219, 236  
 Демидов Е.В. 644  
 Демидов Е.С. 163, 173, 242, 481  
 Демидова А.С. 171  
 Демидова Н.Е. 481  
 Демин В.А. 232  
 Демин Г.Д. 391  
 Демина П.Б. 149, 175, 179, 205, 217, 230  
 Деминов Р.Г. 49  
 Демиховский В.Я. 746  
 Демишев С.В. 177  
 Денисенко М.В. 61  
 Денисов К.С. 228  
 Денисов С.А. 770  
 Дерезев И.А. 576  
 Дерябин А.С. 588  
 Деточенко А.П. 578, 580  
 Джумалиев А.С. 238  
 Дзэбисашвили Д.М. 39  
 Диденко А.Л. 331  
 Дикарева Н.В. 515, 676, 762  
 Дмитриев Д.В. 576  
 Дорофеев А.В. 646  
 Дорохин М.В. 147, 149, 175, 179, 197, 205, 217, 230, 584, 606, 612  
 Дохликова Н.В. 289  
 Дровосек А.Б. 181  
 Дроздов К.А. 547  
 Дроздов М.Н. 322, 612, 635, 684, 700, 770, 782  
 Дроздов Ю.Н. 260, 612, 780  
 Дубинов А.А. 491, 497, 515, 523, 676, 703  
 Дубровский В.Г. 642, 715  
 Дудко Г.М. 153  
 Духненко А.В. 157  
 Дьяконов В. 507  
 Дюжев Н.А. 183, 391  
 Дятков С.Ю. 369, 371

**Е**

Егоров С.В. 623  
 Ежевский А.А. 503, 578, 580  
 Елисеев А.И. 744  
 Ельцов К.Н. 269, 304, 308, 320  
 Емельянов А.В. 232  
 Емельянов Е.А. 582, 623  
 Еналдиев В.В. 539  
 Еремеев С.В. 291, 297, 324  
 Ермолаева О.Л. 185, 293  
 Ерофеева И.В. 584

Ерхова Н.Ф. 369, 371, 373  
 Ершов А.В. 503, 565, 586  
 Есин М.Ю. 588

**Ж**

Жидомиров Г.М. 269, 320  
 Жукавин Р.Х. 590, 592, 616, 766, 768  
 Жуков А.А. 295, 594  
 Жуков А.Е. 752  
 Журавлев А.Г. 596  
 Журавлев К.С. 487, 549

**З**

Забавичев И.А. 598, 600  
 Заболотных А.А. 602  
 Забродина Г.А. 300  
 Задиранов Ю.М. 499  
 Зайцев-Зотов С.В. 341  
 Захвалинский В.С. 547  
 Зброжск В.О. 72, 88  
 Звездин А.К. 199  
 Зверев А.В. 529  
 Звонков Б.Н. 149, 151, 217, 515, 525, 604, 606, 612, 676, 690, 711, 762, 784  
 Здоровейцев А.В. 147, 175, 179, 197, 205, 230, 335, 559, 584, 604  
 Зегря Г.Г. 513  
 Зенкевич А.В. 279  
 Зиганшина С.А. 141  
 Злотников А.О. 41  
 Золина Е.С. 224  
 Зорина М.В. 367, 393, 395  
 Зотов А.В. 285, 297, 325  
 Зотова Ю.И. 33  
 Зубков С.Ю. 217, 606  
 Зуев С.Ю. 381, 393, 397, 399, 426

**И**

Иванов В.А. 700  
 Иванов В.Ю. 211  
 Иванов Д.А. 80  
 Иванов К.А. 567, 614  
 Иванов Н.А. 314  
 Иванов С.В. 629, 742  
 Иконников А.В. 527, 608  
 Икусов Д.Г. 662  
 Ильин О.И. 298  
 Ильина М.В. 298  
 Ильинская Н.Д. 499  
 Илькив И.В. 702  
 Ильченко Е.В. 569, 571

Иляков И.Е. 694  
Иоселевич П.А. 63  
Исаев В.А. 635  
Истомин Л.А. 559

**Й**

Йонссон Х. 252

**К**

Кабальнов Ю.А. 610  
Каверин Б.С. 300, 426  
Каган М.С. 499  
Каганский А. 576  
Кадыков А.И. 705  
Кадыков А.М. 474, 608, 618,  
703, 768  
Казаков Д.В. 434  
Казанов Д.Р. 778  
Калентьева И.Л. 149, 612  
Калинин А.С. 302  
Калинин Ю.Е. 232  
Калитеевский М.А. 567, 614  
Каменский И.Ю. 207  
Канищева О.И. 304  
Капон Э. 648  
Караштин Е.А. 171, 187,  
189, 244  
Кардакова А.И. 114  
Карелина Л. 64  
Карзанов В.В. 173, 481  
Карпов А.В. 401  
Касаткин А.П. 343, 561, 563,  
716, 738  
Катков А.С. 66  
Каткова М.А. 300  
Кибирев И.А. 325  
Кириченко А.С. 361, 369,  
371, 373, 405  
Кириченко Д.Д. 33  
Кислинский Ю.В. 86  
Клапвик Т.М. 114  
Клеменсик Д.М. 114  
Кленов Н.В. 25, 27, 61  
Климко Г.В. 742  
Климов А.А. 219  
Климов А.Н. 308  
Климов А.Э. 483, 485  
Климовских И.И. 349, 730  
Клушин А.М. 51, 66, 90  
Князев А.Ф. 547  
Князев Б.А. 616, 766  
Коблов Э.В. 700  
Ковалевский С.А. 287  
Ковалевский К.А. 590, 592,  
616

Коваленко С.Л. 304  
Кожевников А.В. 153, 238  
Козабаранов Р.В. 193  
Козлов В.А. 598, 600, 686  
Козлов Д.В. 493, 618  
Колесников А.О. 375, 377  
Колмычек И.А. 244  
Колосов С.И. 403  
Колотовкина Д.А. 479  
Колченко Н.Н. 289  
Кольхалова Е.Д. 567  
Комаров Н.С. 306, 308  
Комков О.С. 620  
Конаков А.А. 574, 578, 580,  
622  
Кононенко О.В. 295  
Кононов А. 623  
Константинян К.И. 86  
Коньшин А.А. 298  
Корнев Р.А. 505  
Корнссв А.А. 68, 118  
Корнеева Ю.П. 68, 118  
Коровушкин М.М. 39  
Королёв С.А. 320, 684  
Корольс Д.С. 625  
Коротаева И.С. 750  
Коряжкина М.Н. 563, 738  
Котерева Т.В. 627  
Котков А.П. 700  
Котляр К.П. 702  
Котова Л.В. 629  
Котомина В.Е. 604, 750  
Кочерешко В.П. 629  
Кочетков А.А. 393  
Кочура А.В. 547  
Кошкидько Ю.С. 165  
Кравцов Е.А. 129, 181, 191  
Краев С.А. 549, 684  
Красильник З.Ф. 491, 501,  
523, 549, 713, 772, 784  
Красильникова Л.В. 495,  
503, 505, 549, 565, 644  
Краснов В.М. 51  
Краснорусский В.Н. 177  
Краузе С. 80  
Крейнес Н.М. 181  
Кремлев К.В. 300, 426  
Кривобок В.С. 517, 631  
Криницина Т.П. 207  
Криштопенко С.С. 474, 527,  
608, 786  
Крыжков Д.И. 495, 549, 774,  
784  
Крылов И.В. 547  
Крюков В.Л. 672

Крюков Р.Н. 151, 195, 217,  
606  
Кувшинова Н.А. 273  
Кугель К.И. 209  
Кудасов Ю.Б. 193  
Кудрин А.В. 149, 151, 175,  
179, 195, 197, 335, 578,  
612, 620  
Кудрявцев К.Е. 491, 535,  
633, 703, 774, 784  
Кузин С.В. 361, 373, 405,  
412  
Кузменко А.М. 211  
Кузнецов А.В. 61, 157  
Кузнецов В.И. 70  
Кузнецов Ю.В. 584  
Кузьменко А.П. 547  
Кузьменков А.Г. 654  
Кузьмин В.Д. 529  
Кузьмин Л.С. 72, 74, 88  
Куковицкий Е.Ф. 108  
Кукушкин В.А. 635  
Кукушкин С.А. 702  
Кулагина М.М. 654  
Кулак А.И. 283, 289  
Кулаковский В.Д. 652, 740  
Куликов К.В. 76, 122  
Куликова Д.П. 199  
Кулипанов Г.Н. 766  
Кунцевич А.Ю. 511, 637  
Куприянов М.Ю. 25, 27, 49  
Курилович В.Д. 638, 640  
Курилович П.Д. 638, 640  
Курин В.В. 51, 78  
Курицын Д.И. 501, 666  
Курнякко Ю.В. 658  
Курочка С.П. 273  
Кутин А.А. 331

**Л**

Лавров С.Д. 310  
Лаврухина Е.А. 756  
Ладенков И.В. 654  
Ладугин М.А. 658, 709  
Латышев А.В. 529  
Леванов В.А. 232  
Левичев М.Ю. 66  
Левичев С.Б. 559  
Левченко А.В. 157  
Легков А.М. 503  
Лесников В.П. 151, 173, 179,  
195, 584  
Лещенко Е.Д. 642  
Лискин Д.А. 750  
Лобаев А.Н. 650

Лобаев М.А. 635  
 Лобанов Д.Н. 501, 644  
 Лобанов И.С. 226, 252  
 Лобанов С.В. 740  
 Лобинцов А.В. 658  
 Лобода И.П. 361, 369  
 Логунов М.В. 155  
 Лодыгин А.Н. 592  
 Ложкарев В.В. 367, 379  
 Лозовик Ю.Е. 646  
 Лойко С.О. 21  
 Ломов А.А. 434  
 Лопатин А.Я. 389, 399, 408  
 Лошкарёв И.Д. 582, 588  
 Лубенченко А.В. 80  
 Лубенченко О.И. 80  
 Лукьянов А.Ю. 379, 531  
 Лучин В.И. 389, 399, 408  
 Лыков Д.В. 361  
 Ляпилин И.И. 201  
 Лясота А.А. 648

**М**

Мази С. 72  
 Мазлин В.А. 614  
 Мазов Л.С. 203, 650  
 Мазуркин Н.С. 183  
 Макаров А.Б. 734  
 Макаров Ю.С. 529  
 Максимов А.А. 652  
 Малеев Н.А. 654  
 Малеев С.Н. 654  
 Малехонова Н.В. 563  
 Малин Т.В. 487  
 Малышев И.В. 393, 410, 412  
 Малышева Е.И. 147, 205  
 Мальков И.А. 298  
 Мальцев П.П. 694  
 Мальшакова О.А. 367  
 Мамаев В.В. 489  
 Мандал С. 114  
 Мансуров В.Г. 487  
 Манцевич В.Н. 656  
 Маремьянин К.В. 752  
 Марин Д.В. 533  
 Маркелов А.С. 387  
 Мармалюк А.А. 658, 709  
 Марчишин И.В. 718  
 Марычев П.М. 82  
 Маслов Д.А. 193  
 Маслова Н.С. 656  
 Мастеров Д.В. 84, 90, 98  
 Матвеев С.И. 116  
 Матецкий А.В. 325  
 Махиборода М.А. 391

Махов И.С. 537  
 Машанов В.И. 588  
 Машин А.И. 535  
 Машинский К.В. 748  
 Мельников А.С. 37, 43, 120  
 Мильков А.В. 395  
 Миляев М.А. 207, 213  
 Мингалева А.Е. 416, 426  
 Миньков Г.М. 551, 660  
 Миронов А.Ю. 35, 92  
 Миронов В.Л. 159, 161, 163,  
 171, 185, 281, 293, 329  
 Миронов С.В. 59, 60  
 Митин Д.М. 234  
 Митягин Ю.А. 736  
 Михайленко М.С. 367, 367,  
 414  
 Михайлов А.Н. 625  
 Михайлов Г.М. 256  
 Михайлов Н.Н. 474, 527, 545,  
 551, 569, 571, 608, 618,  
 660, 662, 703, 705, 707  
 Михайлова М.В. 96  
 Михайловский В.Ю. 248  
 Михалюк А.Н. 285, 297, 325  
 Михаптьев Е.А. 529  
 Михеенков А.В. 143, 209  
 Мишина Е.Д. 310  
 Моисеенко И.М. 664, 668  
 Молдавская Л.Д. 666  
 Молодцова О.В. 347  
 Молотков С.Н. 347  
 Морозов А.И. 135, 137, 738  
 Морозов Д. 114  
 Морозов М.Ю. 664, 668  
 Морозов С.В. 474, 618, 633,  
 662, 703, 705, 707, 768,  
 774, 784  
 Морозова Е.А. 224  
 Морозова Е.Е. 519, 535, 670,  
 772  
 Морченко А.Т. 215  
 Мохов Е.Н. 507  
 Мошкова М.А. 68, 118  
 Музыченко Д.А. 312, 318  
 Мурель А.В. 672  
 Мурзина Т.В. 244  
 Мустафин И.А. 744  
 Мухаматчин К.Р. 563  
 Мухин А.А. 211  
 Мухин А.С. 279  
 Мухин И.С. 742

**Н**

Нагаев К.Э. 674  
 Наумова Л.И. 207, 213

Небогин С.А. 314  
 Неведомский В.Н. 654  
 Неверов В.Н. 569, 571, 786  
 Нежданов А.В. 181, 535,  
 565, 627, 690, 770  
 Некипелов С.В. 416, 426  
 Некоркин С.М. 491, 515,  
 523, 604, 676, 711, 762  
 Нестоклон М.О. 678  
 Нечаев И.А. 291  
 Нечай А.Н. 418, 420, 422  
 Нечепуренко И.А. 646  
 Ньматов М.Г. 215  
 Нжия Н. 756  
 Никитина Е.В. 702  
 Никитов С.А. 153, 155, 234,  
 752  
 Никифоров А.И. 588  
 Никифоров В.Е. 680, 764  
 Николаев А.В. 199  
 Николаев С.Н. 232, 517, 631  
 Николаева Е.П. 199  
 Николичев Д.Е. 151, 217,  
 586, 606  
 Никольская А.А. 625  
 Никулин Ю.В. 238  
 Новиков А.В. 491, 517, 519,  
 521, 523, 535, 644, 670,  
 713, 772, 782  
 Новиков С.И. 760  
 Новицкий Н.Н. 153  
 Ноздрин Ю.Н. 104, 155  
 Нургазизов Н.И. 141

**О**

Оболенская Е.С. 598, 686  
 Оболенский С.В. 598, 600,  
 610, 686, 734  
 Обьедков А.М. 300, 426  
 Овешников Л.Н. 511  
 Овсянников Г.А. 86, 219  
 Огороков М.С. 201  
 Онищенко Е.Е. 631  
 Орешкин А.И. 312, 316, 318  
 Орешкин С.И. 312, 318  
 Орлов А.П. 110  
 Орлов В.А. 220  
 Орлов М.Л. 592  
 Орлова Е.Е. 682  
 Осипов А.В. 702  
 Островский П.М. 63  
 Отроков М.М. 349  
 Охапкин А.И. 549, 684

**П**

Павельев Д.Г. 686  
 Павлов Д.А. 195, 491, 523, 559, 563, 586, 612, 770  
 Павлов С.А. 84, 90, 98, 151  
 Павлова Т.В. 269, 304, 306, 308, 320  
 Павловский В.В. 752  
 Паволоцкий А.Б. 80  
 Падалица А.А. 658  
 Панина Л.В. 215, 258  
 Панкратов А.Л. 72, 88, 98  
 Папроцкий С.К. 499  
 Парафин А.Е. 84, 90, 98, 151  
 Парьев Д.Е. 418, 422, 436  
 Патраков Е.И. 213  
 Патрин Г.С. 220  
 Патрин К.Г. 220  
 Пашенькин И.Ю. 151, 690  
 Пашкин Ю.А. 120  
 Пашин Н.С. 483  
 Перов А.А. 222, 224, 543  
 Перцов А.А. 361, 405  
 Пестов А.Е. 367, 393, 395, 412, 414, 420  
 Пестов Е.Е. 66, 90, 104  
 Петржик А.М. 86  
 Петров А.С. 688  
 Петров И.А. 365, 424  
 Петров С.И. 489  
 Петров Ю.В. 169, 248  
 Петрова О.В. 416, 426  
 Петрушков М.О. 582  
 Петухов А. 349  
 Пещеренко А.Б. 652  
 Пименов А.Г. 211  
 Пирогов А.В. 586, 612  
 Питиримова Е.А. 165  
 Планкина С.М. 151, 690  
 Платонов А.В. 629  
 Платонов В.В. 193  
 Плешков Р.С. 173  
 Подгорная С.В. 258  
 Подгорных С.М. 571, 786  
 Поддубный А.Н. 698  
 Подкопаев А.В. 658  
 Позина Г. 567  
 Полищук О.В. 692  
 Полковников В.Н. 381, 383, 393, 395, 412, 418, 422, 428, 430, 436  
 Поляков В.В. 302, 329  
 Пономарев Д.С. 694, 752  
 Попков С.А. 580

Попов В.В. 664, 668, 692, 696, 748  
 Попов М.Р. 786  
 Порошин В.Н. 525  
 Порцель Л.М. 592  
 Постолова С.В. 92  
 Потехин А.А. 598, 600  
 Поткина М.Н. 226  
 Пошакинский А.В. 698, 778  
 Предеин А.В. 529, 718  
 Преображенский В.В. 582, 623  
 Преображенский В.Л. 219  
 Пресняков М.Ю. 232  
 Пролядо В.В. 181, 191, 207, 213  
 Протогснгов А.П. 543, 746  
 Прудкогляд В.А. 511  
 Прудников В.Н. 165  
 Пручкина А.А. 631  
 Пугач Н.Г. 94  
 Пудонин Ф.А. 258  
 Пузанов А.С. 598, 600  
 Пунегов В.И. 401, 403, 432, 434  
 Путилов А.В. 318  
 Путято М.А. 582, 623  
 Пухов А.А. 646  
 Пчеляков О.П. 588  
 Пьянзина Е.С. 167  
 Пятаков А.П. 199

**Р**

Рагозин Е.Н. 375, 377  
 Радищев Д.Б. 635  
 Райтценштайн Ш. 576  
 Ральченко В.Г. 531  
 Рахлин М.В. 742  
 Рахронов И.Р. 96, 122  
 Рсва А.А. 361, 369, 373  
 Ревин Л.С. 72, 88, 98  
 Ревин М.В. 700  
 Резник А.Н. 322, 329  
 Резник Р.Р. 702, 774, 776  
 Ремесник В.Г. 662  
 Родина А.В. 557  
 Родионов И.Д. 165  
 Рожанский И.В. 228  
 Розанов К.Н. 246, 728  
 Ротд С. 576  
 Рудра А. 648  
 Рульков А.С. 222, 224  
 Румянцев В.В. 608, 618, 703, 705, 707, 768  
 Русина Г.Г. 324

Рут О.Э. 551, 660  
 Рыбкин А.Г. 349  
 Рыбкина А.А. 349  
 Рыжий В.И. 720  
 Рыков А.В. 205, 230, 523  
 Рыльков В.В. 232  
 Рябова А.В. 531  
 Рябова Л.И. 545, 547  
 Рябоштан Ю.Л. 709  
 Рябухина М.В. 181, 191  
 Рябчун С.А. 114  
 Рязанов В.В. 53

**С**

Сабинина И.В. 529, 718  
 Сабликов В.А. 553  
 Саванов И.С. 405  
 Савинов Д.А. 100  
 Савицкий А.О. 181  
 Савченко Г.М. 501  
 Савченко М.Л. 483  
 Садовников А.В. 234  
 Салашенко Н.Н. 367, 381, 383, 389, 393, 399, 408, 410, 412, 418, 420, 422, 428, 430  
 Салем М.М. 215  
 Самарин А.Н. 157, 177  
 Самарцев И.В. 491, 711, 762  
 Самохвалов А.В. 102, 104  
 Самсоненко Ю.Б. 776  
 Сапожников М.В. 161, 236, 329  
 Сапожников С.М. 658  
 Саранин А.А. 285, 297, 325  
 Сарвадий С.Ю. 283  
 Сасин М.Е. 567  
 Сатанин А.М. 61, 106  
 Сафончик М.О. 94  
 Сахаров В.К. 153, 238, 240  
 Сахин В.О. 108, 112  
 Сачков М.Е. 405  
 Светличный В.М. 331  
 Свечников М.В. 418, 436  
 Свечников М.Н. 422  
 Свинцов Д.А. 688, 720  
 Седова И.В. 742  
 Ссливанов А.В. 537  
 Селиванов Ю.Г. 511, 637  
 Семенов А.В. 157, 177  
 Семенов Н.М. 300  
 Семина М.А. 557  
 Семягин Б.Р. 582, 623  
 Сенников П.Г. 505  
 Сергеев С.М. 713

Сердобинцев А.А. 234  
 Сибельдин Н.Н. 648  
 Сибирев Н.В. 715, 776  
 Сивков В.Н. 426, 434  
 Сивков Д.В. 416  
 Сигов А.С. 137  
 Сидоренко К.В. 563, 622, 716  
 Сидоров Г.Ю. 529, 718  
 Сидоров Ю.Г. 529, 718  
 Сизов В.Е. 273  
 Симагина Л.В. 327  
 Сингх С.П. 258  
 Синуткин Д.С. 750  
 Синченко А.А. 110  
 Ситников А.В. 232  
 Скориков М.Л. 648  
 Скороходов Е.В. 145, 163, 169, 242, 329, 491, 519, 535, 644  
 Скупов А.В. 722  
 Сладков К.Д. 244  
 Слуцкий В.Г. 283  
 Случанко Н.Е. 157  
 Смирнов Д.С. 724  
 Смотрин Д.С. 700  
 Соловьев И.И. 25, 27  
 Солтамов В.А. 507  
 Сорокин С.В. 629, 742, 778  
 Состина Д.М. 349, 730  
 Софронов А.Н. 726  
 Сошников И.П. 702  
 Спирин А.В. 155  
 Старостенко С.Н. 246, 728  
 Степихова М.В. 713  
 Степушкин М.В. 273  
 Стогний А.И. 153, 240  
 Столяров В.С. 45, 53, 295  
 Стрельченко С.С. 672  
 Струля И.Л. 395  
 Султанов А.Н. 57  
 Супрун С.П. 485  
 Сурдин О.М. 193  
 Сурнин Ю.А. 730  
 Суругегина Е.А. 672  
 Сурудин С.И. 586  
 Сусяков А.О. 529  
 Суханова Т.Е. 331  
 Сухоруков А.В. 503, 578, 580  
 Сушков А.А. 491, 523, 770

**Т**

Тагиров Л.Р. 49  
 Таланов Ю.И. 108, 112  
 Талипов Н.Х. 732

Тарасова Е.А. 734  
 Тартаковский И. 652  
 Татарский Д.А. 169, 248, 300, 389, 399  
 Тейтельбаум Г.Б. 108  
 Телегин К.Ю. 658  
 Теленков М.П. 736  
 Темиряев А.Г. 273, 333, 335  
 Темиряева М.П. 333, 335  
 Терещенко А.Н. 625  
 Тертышник А.Д. 379, 531  
 Тесье Р. 499  
 Тетельбаум Д.И. 622, 625  
 Тимофеев В.А. 588  
 Тимошенко Т.И. 337  
 Тимощук К.И. 337  
 Титова Н.А. 114, 623  
 Тихов С.В. 563, 738, 750  
 Тиходеев С.Г. 740  
 Товпекко Н.А. 114  
 Токман И.Д. 155  
 Толстихина А.Л. 327, 339  
 Тонких А.А. 726  
 Торопов А.А. 742  
 Торопов А.И. 576  
 Торопов М.Н. 393, 410, 412, 430  
 Третьяков И.В. 509  
 Трифонов А.В. 361  
 Троицкий Б.Б. 236  
 Тронов А.А. 173  
 Труфанов А.Н. 610  
 Трухин В.Н. 744  
 Трушин В.Н. 387, 770  
 Тугушев В.В. 232  
 Туктамышев А.Р. 588  
 Тупчая А.Ю. 285, 297, 325  
 Туркевич Р.В. 543, 746

**У**

Убийвовк Е.В. 776  
 Удалов О.Г. 131, 250, 279  
 Ужаков И.Н. 662  
 Уздин В.М. 226, 252  
 Ульянов А.С. 361, 369, 371  
 Усикова А.А. 499  
 Усов Ю.В. 195, 559  
 Успенская Л.С. 254  
 Успенский М.Б. 658  
 Уставщиков С.С. 318  
 Устинов В.В. 53, 181, 191, 207, 213  
 Устинов В.М. 499, 654, 686  
 Уточкин В.В. 707  
 Ушаков Д.В. 515

**Ф**

Фаддеев М.А. 300  
 Фадеев М.А. 618, 705, 707  
 Фадеев М.И. 703  
 Фатеев Д.В. 692, 748  
 Фатеев Ф.В. 361  
 Федоров А.К. 116  
 Федоров Н.К. 21  
 Федосенко Е.В. 483  
 Федотов Н.И. 341  
 Фейгельман М.В. 63  
 Фефелов А.Г. 491, 654  
 Фефелова Е.Л. 654  
 Филатов Д.О. 343, 561, 750  
 Филимонов Ю.А. 153, 238, 240  
 Филипов В.Б. 177  
 Фирсов Д.А. 537, 726  
 Фишбах С. 576  
 Флоря И.Н. 68, 118  
 Фомин Л.А. 256  
 Фоминов Я.В. 63  
 Фраерман А.А. 145, 171, 173, 189, 242, 244  
 Франк А.И. 438  
 Фролов А.В. 110, 333

**Х**

Хабибуллин Р.А. 694, 752  
 Хазанова С.В. 574, 754  
 Хайдуков Ю.Н. 129, 191  
 Хаймович И.М. 120  
 Хайндел Т. 576  
 Халисов М.М. 337, 345  
 Хаида Аймен Бен 64  
 Хананова А.В. 734  
 Ханипов Т.Ф. 141  
 Харус Г.И. 571  
 Хашим Х. 258  
 Хёфлинг С. 760  
 Хивинцев Ю.В. 153, 238, 240  
 Хлюстикова И.Н. 254  
 Холодилов А.А. 361  
 Хомицкий Д.В. 175, 756  
 Хорошилов В.С. 596  
 Хоршев С.К. 66  
 Хохлов Д.Р. 545, 547  
 Хребтов И.В. 776  
 Хрыкин О.И. 684, 700, 780

**Ц**

Цыбин Н.Н. 389, 399, 408, 428



Цыпленков В.В. 590, 592,  
616, 758  
Цырлин Г.Э. 702, 744, 752,  
774

**Ч**

Чайка А.Н. 347  
Чалков В.Ю. 770  
Чареев Д.А. 110  
Ченцов С.И. 631  
Черненко А.В. 760  
Черноглазов К.Ю. 232  
Черных А.В. 256  
Чернышова Т.А. 207, 213  
Чигинев А.В. 72, 74, 98  
Чижевский Е.Г. 511  
Чинснков М.Ю. 183  
Чирков В.В. 141  
Чичков В. 64  
Чопорова Ю.Ю. 616, 766  
Чубанов А.А. 756  
Чукланов А.П. 141  
Чулков Е.В. 291, 324, 349,  
543  
Чунин И.И. 503, 604, 762  
Чупрунов Е.В. 387  
Чурин С.А. 418  
Чхало Н.И. 367, 381, 383,  
393, 395, 408, 410, 412,  
414, 418, 420, 422, 428,  
430, 436

**Ш**

Шадрин А.В. 86  
Шайхулов Т.А. 219  
Шалеев М.В. 491, 519, 521,  
523, 670, 772  
Шальгин А.Н. 246, 728  
Шамирзаев Т.С. 479, 680,  
764  
Шампоров В.А. 72, 88

Шараевский Ю.П. 234  
Шастин В.Н. 590, 592, 616,  
758, 766, 768  
Шатохин А.Н. 375, 377  
Шаханов А.Е. 361  
Шахунов В.А. 219  
Шашкин В.И. 666, 670, 684,  
700

Шварцберг А.В. 143, 209  
Швец В.А. 662  
**Швец И.В.**  
Шевлюга В.М. 269, 320  
Шелушинина Н.Г. 569, 571  
Шенгуров В.Г. 770  
Шенгуров Д.В. 519, 535,  
670, 772

Шенина М.Е. 561, 750  
Шерешевский И.А. 43, 51,  
78

Шерстнев И.А. 258  
Шерстобитов А.А. 551, 660  
Шерстюк Н.Э. 310  
Шестакова А.П. 310  
Шестов С.В. 361  
Шесфер Д.А. 533  
Шикин А.М. 349, 730  
Широкова А.В. 169  
Ширяев А.О. 246, 728  
Шицевалова Н.Ю. 157, 177  
Шишкин Б.В. 694  
Шиян Я.Г. 220  
Шлехан А. 576  
Шляпников Г.В. 116  
Шмагин В.Б. 672, 772, 782  
Шнайдер К. 760  
Шомысов Н.Н. 416, 426  
Шпетний И.О. 258  
Штейнман Э.А. 625  
Штром И.В. 774, 776  
Шуб Б.Р. 283, 289  
Шубина Т.В. 557, 742, 778

Шуваев А.М. 211  
Шугаров А.С. 405  
Шукринов Ю.М. 76, 96, 122  
Шуман В.Б. 592  
Шур В.Я. 351  
Шуркаева И.В. 80  
Шустова Е.Н. 416

**Щ**

Щаврук Н.В. 752  
Щелкачев Н.М. 131, 250,  
646

**Э**

Эпов В.С. 483, 485

**Ю**

Юданов Н.А. 215  
Юдсон В.И. 116  
Юнин П.А. 104, 260, 300,  
491, 523, 535, 612, 644,  
684, 700, 770, 780  
Юрасов Д.В. 491, 523, 535,  
670, 782  
Юров А.С. 183  
Юров В.Ю. 531

**Я**

Яблонский А.Н. 491, 501,  
503, 505, 521, 523, 565,  
666, 784  
Яковлев В.А. 312  
Якубов Р.Р. 163  
Якунин М.В. 569, 571, 786  
Якунина Е.М. 191  
Якушев М.В. 533, 718  
Якушев П.Н. 331  
Яроцкая И.В. 709  
Ярошевич А.С. 483  
Ячменев А.Э. 694

# **НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА**

**Материалы XXI Международного симпозиума**

*Нижний Новгород, 13–16 марта 2017 г.*

*Том 2: секция 3*

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. 44,5. Усл. п. л. 46,8. Заказ № 96. Тираж 250.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского  
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23  
Тел. (831) 465-78-25

Подготовка оригинал-макета к печати *М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина,  
О.И. Гайкович, Е.Е. Шуманова*

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского  
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37  
Тел. (831) 433-83-25