

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А. Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

АМОРФНЫЕ
И МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ
ПОЛУПРОВОДНИКИ

Сборник трудов
Международной конференции

19–21 ноября 2018 года

Санкт-Петербург



ПОЛИТЕХ-ПРЕСС

Санкт-Петербургский
политехнический университет
Петра Великого

Санкт-Петербург

2018

ББК 24.5

А62

Аморфные и микрокристаллические полупроводники : сб. тр. Международн. конф. 19–21 ноября 2018 г., Санкт-Петербург. – СПб. : ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2018. – 304 с.

Сборник включает в себя материалы одиннадцатой Международной конференции «Аморфные и микрокристаллические полупроводники» (Санкт-Петербург, 19–21 ноября 2018 года).

Материалы сборника могут быть полезны широкому кругу научных сотрудников, преподавателей и специалистов, работающих в области физики, химии и технологии неупорядоченных материалов, а также аспирантам и студентам физических, химических и технических факультетов университетов и высших учебных заведений для ознакомления с современным состоянием исследований и разработок.

Ответственный за выпуск – главный научный сотрудник, д-р техн. наук, проф. *Е. И. Теруков*.

© Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН, 2018

© Санкт-Петербургский политехнический
университет Петра Великого, 2018

ISBN 978-5-7422-6352-4

ОРГАНИЗАТОРЫ

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике
Российский фонд фундаментальных исследований
Российская ассоциация солнечной энергетики
при организационной и технической поддержке ООО "Андерс"

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

- Гуревич Сергей Александрович, д.ф.-м.н., ФТИ им.А.Ф. Иоффе- председатель программного комитета
- Алёшин А.Н. (Физико-технический институт, Санкт-Петербург)
- Бабаев А.А. (ИФ ДНЦ РАН, Махачкала)
- Голубев В.Г. (Физико-технический институт, Санкт-Петербург)
- Казанский А.Г. (МГУ, Москва)
- Козюхин С.А. (ИОНХ РАН, Москва)
- Kolobov A.V. (Institute of Advanced Science, Japan)
- Kosarev A.I. (National Institute for Astrophysics, Optics and Electronics, Puebla, Mexico)
- Koughia K.V. (University of Saskatchewan, Canada)
- Мазинов А.С. (ФТИ КФУ им. В.И. Вернадского)
- Мошников В.А. (СПб ГЭТУ(ЛЭТИ), Санкт-Петербург)
- Орехов Д.Л. (НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике)
- Попов А.И. (МЭИ, Москва)
- Приходько О.Ю. (КазНУ им. Аль-Фараби, Казахстан)
- Sazonov A.Yu. (University of Waterloo, Canada)
- Серёгин П.П. (РГПУ им. Герцена, Санкт-Петербург)
- Sergeev O.V. (Next-Energy, Germany)
- Смирнов А.Г. (БГУИР, Минск)
- Таурбаев Т.И. (КазГУ, Алматы)
- Терехов В.А. (Воронежский госуниверситет)
- Теруков Е.И. (Физико-технический институт, НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике)
- Усачев А.М. (Ассоциация солнечной энергетики)

ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА

Российский фонд фундаментальных исследований
Проект № 18-02-20149 г

Информация о конференции и тезисы докладов размещены на сайте по адресу:
<http://www.ioffe.ru/AMS/AMSI1>

ЛОКАЛЬНЫЙ ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель оргкомитета конференции
Теруков Е.И., проф., д.т.н. ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике

Секретарь оргкомитета
Трапезникова И.Н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Члены оргкомитета
Константинова Н.Н., к.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе
Николаев Ю.А., НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике,
ФТИ им. А.Ф. Иоффе
Трапезникова И.В., БАН
Середова Н.В., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

АДРЕС ОРГКОМИТЕТА

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

ТЕМАТИКА

- Халькогенидные и стеклообразные полупроводники;
- Наноструктурированные, пористые и кластерные материалы;
- Аморфный гидрогенизированный кремний и сплавы на его основе;
- Аморфный и алмазоподобный углерод, сплавы на его основе;
- Органические полупроводники;
- Технологии и методы получения, структурные и электро-физические свойства;
- Оксиды;
- Технические приложения, в том числе для солнечной энергетики.



Памяти Константина Дамдиновича Цэндина

(15.09.1942 - 04.04.2018)

04 апреля 2018 г. не стало Константина Дамдиновича Цэндина, выдающегося физика-теоретика, профессора, доктора физико-математических наук, главного научного сотрудника лаборатории фотоэлектрических явлений в полупроводниках Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе РАН.

Константин Дамдинович родился 15 сентября 1942 г. в Улан-Баторе, в 1959 г. переехал в Ленинград, где в 1960 г. окончил школу и поступил на физический факультет Ленинградского государственного университета, который окончил в 1965 г. В 1966-1968 гг. по распределению работал в НИИ магнитодиэлектриков. С 1968 г. Константин Дамдинович перешел на работу в Физико-технический институт в лабораторию Коломыйца, где работал в течение пятидесяти лет! В ФТИ Константин Дамдинович занялся физикой неупорядоченных полупроводников, исследованием природы электрических свойств халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП), эффектов переключения и памяти в этих материалах. При решении этой сложной задачи в полной мере проявился научный талант и физическая интуиция Константина Дамдиновича. В работе он проявлял целеустремленность и умение находить подходы к решению самых сложных задач. Всегда добивался глубокого понимания и ясности в изложении результатов. Константин Дамдинович был признанным специалистом в теории физики эффектов переключения и памяти в ХСП. В его работах были предложены и подробно проанализированы различные модели эффекта переключения, разработана аналитическая теория шнурования тока при переключении, подробно рассмотрены вопросы легирования ХСП. Константин Дамдинович активно занимался изучением физики состояний с отрицательной корреляционной энергией (U -центров) и предложил

оригинальную теоретическую модель таких состояний в ХСП. Впоследствии концепция U-центров была им успешно применена для объяснения механизма образования куперовских пар в высокотемпературных сверхпроводниках, а также для объяснения фазового перехода полупроводник-металл в халькогенидах. Результаты научной деятельности Константина Дамдиновича опубликованы более чем в 100 научных статьях и 3 монографиях. Отдельно следует выделить книгу "Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках", вышедшую под редакцией Константина Дамдиновича в 1996 г. В этой книге структурированы и тщательно проанализированы результаты многолетней работы в области физики ХСП. С 1992 г. Константин Дамдинович читал лекции на физико-техническом факультете СПбГТУ. В 1998 г. ему было присвоено звание профессора кафедры физики твердого тела. В 2013 г. был избран почетным доктором (Doctor Honoris Causa) Национального университета Монголии. Под его руководством были защищены 4 кандидатские диссертации.

Константин Дамдинович всегда был энергичным и деятельным человеком. Он принимал активное участие в организации и проведении многих международных научных конференций. Долгое время являлся ответственным секретарем редколлегии журнала "Физика и техника полупроводников". Константин Дамдинович всегда оставался открытым и доброжелательным. Он с искренним интересом обсуждал различные научные вопросы, внимательно слушивал других и выдвигал смелые и оригинальные идеи. Его любознательность и умение отстаивать свою точку зрения часто становились причинами жарких научных дискуссий. Кончина Константина Дамдиновича стала невосполнимой утратой для родных и коллег. Светлая ему память. Друзья, коллеги и редакционный коллектив журнала Физика и техника полупроводников".

*Друзья, коллеги и редакционный коллектив
журнала " Физика и техника полупроводников"*

ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

TWO-DIMENSIONAL CHALCOGENIDE SEMICONDUCTORS AND THEIR HETEROSTRUCTURES

A.V. Kolobov^{1,2}

¹ Nanoelectronics Research Institute, National Institute of Advanced Industrial Science & Technology, Japan

² Department of Physical Electronics, Faculty of Physics, Herzen State Pedagogical University of Russia, St Petersburg, Russia

e-mail: a.kolobov@aist.go.jp

Interest to two-dimensional materials was boosted by the discovery of graphene and two classes of two-dimensional chalcogenides, namely topological insulators (such as Sb_2Te_3 and Bi_2Te_3) [1] and transition metal dichalcogenides, TMDC, with the generic formula MX_2 (where $\text{M}=\text{Mo}, \text{W}$, and $\text{X}=\text{S}, \text{Se}, \text{Te}$) [2] moved to the forefront of materials science research. In both classes, the covalently bonded blocks (quintuple layers in the case of topological insulators and triple layers in the case of TMDC) are held together by weak van der Waals (vdW) interactions. The presence of vdW gaps allows to fabricate structures with thicknesses less than 1 nm. The use of such ultimately thin layers results in ultra-low power consumption and also allows to use these materials in transparent and flexible electronics. Furthermore, use of vdW epitaxy [3] allows one to fabricate heterostructures with atomically flat interfaces.

In this talk, I first review the structure and properties of the two above-mentioned new classes of chalcogenide semiconductors. This will be followed by the description and general principles of vdW epitaxy. In the remaining part of the talk, practical usefulness of such heterostructures will be demonstrated for an example of $\text{GeTe-Sb}_2\text{Te}_3$ superlattices known as interfacial phase-change memories [4,5].

This work was partially supported by JSPS KAKENHI project JP16K04896

References

- [1]. J.E. Moore, The birth of topological insulators, *Nature*, 464 (2010) 194–198
- [2]. A.V. Kolobov and J. Tominaga, *Two-dimensional transition-metal dichalcogenides*, Springer, 2016
- [3]. A. Koma and K. Yishimura, Ultrasharp interfaces grown with van der Waals epitaxy, *Surf. Sci.*, 174 (1986) 556-560
- [4]. R.E. Simpson, P. Fons, A.V. Kolobov et al., *Nature Nanotech.*, 6 (2011) 501-505
- [5] J. Tominaga, Ferroelectric order control of the Dirac - semimetal phase in $\text{GeTe} - \text{Sb}_2\text{Te}_3$ superlattices, *Adv. Mater. Interfaces*, 1 (2014) 1300027

X-ray INDUCED Sm^{3+} to Sm^{2+} CONVERSION: PHYSICS, CHEMISTRY AND APPLICATION TO MICROBEAM RADIATION THERAPY

Cyril Koughia

Department of Electrical and Computer Engineering, University of Saskatchewan, Saskatoon, Canada

тел: +1-306-966-5400, эл. почта: Cyril.koughia@usask.ca

The present paper deals with Sm-doped fluorophosphate (FP-) glasses as a potential dosimeter material for Microbeam Radiation Therapy (MRT). MRT is an experimental form of radiation treatment which has the potential to improve the treatment of many types of cancer compared to customary broad-beam radiation treatment. In MRT, the radiation is applied in the form of microbeams formed by passing the highly collimated x-ray beam from a synchrotron through a multislit collimator (MSC) which is a stack of parallel plates of two materials with dramatically different x-ray transparencies.

The accurate simultaneous recording of peak and valley doses that differ by hundreds of Grays, and the large dose gradients (hundreds of Grays over several microns) in the whole x-ray energy range of interest for MRT (50-250 keV) is an extremely challenging task. No current detector can satisfactorily meet all these requirements and intensive research towards the development of detectors suitable for MRT is currently underway. We present data on Sm-doped FP glasses as a potential dosimeter material to measure both the dose and peak-to-valley dose ratio (PVDR), a critical parameter for efficient MRT therapy. We demonstrate the efficiency of $\text{Sm}^{3+} \rightarrow \text{Sm}^{2+}$ conversion in these glasses, measure the dynamic range of the effect and illustrate the feasibility of a spatially resolving dosimetric sensor based on the confocal detection of photoluminescence. As the detectors must be accommodated to multiple use, we also investigate the $\text{Sm}^{3+} \rightarrow \text{Sm}^{2+}$ recovery under intense UV irradiation and heat treatment. We extensively discuss the related physics and chemistry involved in x-ray induced $\text{Sm}^{3+} \rightarrow \text{Sm}^{2+}$ conversion and the following recovery.

The results of research are published in multiple papers [1-7].

Литература

- [1] Go Okada, B.Morrell, C.Koughia, A. Edgar, C. Varoy, G. Belev, T. Wysokinski, D. Chapman, S. Kasap, *Appl. Phys. Lett.* 99, 121105 (2011).
- [2] B. Morrell, G. Okada, S. Vahedi, C. Koughia, A. Edgar, C. Varoy, G. Belev, T. Wysokinski, D. Chapman, R. Sammynaiken, and S. O. Kasap, *J Appl Phys* 115, 063107 (2014).
- [3] Edgar, C. R. Varoy, C. Koughia, D. Tonchev, G. Belev, G. Okada, S. O. Kasap, H. von Seggern, and M. Ryan, *Opt Mater* 32, 266-266 (2009).
- [4] G. Okada, S. Vahedi, B. Morrell, C. Koughia, G. Belev, T. Wysokinski, D. Chapman, C. Varoy, A. Edgar, and S. Kasap, *Opt Mater* 35, 1976-1980 (2013).
- [5] Edgar, C. R. Varoy, C. Koughia, G. Okada, G. Belev, and S. Kasap, "J Non-crystalline system for Synchrotron Microbeam Radiation Therapy," *J Instrum* 7, P07022 (2012).
- [6] G. Belev, G. Okada, D. Tonchev, C. Koughia, C. Varoy, A. Edgar, T. Wysokinski, D. Chapman, and S. Kasap *physica status solidi (c)* 8, 2822-2825 (2011).
- [7] Edgar, C. R. Varoy, C. Koughia, G. Okada, G. Belev, and S. Kasap, "J Non-Cryst Solids 377, 124-128 (2013).
- [7] Shahrzad Vahedi, Go Okada, Cyril Koughia, Ramaswami Sammynaiken, Andy Edgar, and Safa Kasap, *Optical Materials Express* Vol. 4, Issue 6, pp. 1244-1256 (2014) <https://doi.org/10.1364/OME.4.001244>

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМА АГРЕГАЦИИ И ПЕЛТИЗАЦИИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТОЧЕК, СИНТЕЗИРОВАННЫХ ТЕМПЛАТНЫМ МЕТОДОМ

Д.А. Курдюков, Д.А. Еуров, Д.А. Кириленко, М.К. Рабчинский,
А.В. Швидченко, А.Я. Вуль, В.Г. Голубев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
тел: (812) 292-7393, факс: (812) 297-1017, эл. почта: kurd@gvg.ioffe.ru

Углеродные наноточки (УНТ) благодаря своим уникальным свойствам широко используются в различных областях техники и медицины [1,2]. УНТ могут быть получены различными методами [1,2], однако большинство подходов приводит к образованию полидисперсных наноточек. Недавно нами был разработан метод синтеза УНТ в порах темплата – монодисперсных сферических частиц мезопористого кремнезема (МСМЧК) с использованием органосилана в качестве прекурсора [3,4]. Важными достоинствами МСМЧК являются наличие внутренней системы цилиндрических мезопор одинакового диаметра (3 нм) объемом до 60% от объема частиц и низкое (<10%) среднеквадратичное отклонение диаметров частиц [3,4]. Монодисперсность частиц темплата и одинаковый диаметр мезопор обуславливают одинаковость химических процессов, протекающих внутри МСМЧК при термическом разложении прекурсора. Поэтому в порах МСМЧК формируются монодисперсные УНТ (МУНТ), обладающие одинаковыми свойствами.

В силу монодисперсности и одинаковости по составу и физико-химическим свойствам, в коллоидном растворе (гидрозоле) соседние МУНТ одинаково взаимодействуют между собой посредством сил Ван-дер-Ваальсового притяжения и Кулоновского отталкивания (каждая углеродная наноточка притягивает и отталкивает одинаковым образом). Поэтому возможно образование сферических агрегатов МУНТ в результате коагуляции агрегативно неустойчивых гидрозолей. Действительно, анализ размеров углеродных наноточек в гидрозолях при значениях pH близких к нейтральным методами динамического светорассеяния (ДСР) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) показывает присутствие частиц, размеры которых составляют 100–200 нм (рис. 1а). В то же время индивидуальные МУНТ, имеющие гидродинамический диаметр 3.5 ± 0.9 нм регистрируются методом ДСР в кислых или основных гидрозолях (рис. 1б).

Для исследования зависимости размеров агрегатов МУНТ от pH гидрозолей методом ДСР была подготовлена серия дисперсий МУНТ в водных растворах аммиака (pH от 9 до 13) и плавиковой кислоты (pH = -1). На рис. 2 представлена динамика изменения размеров частиц в гидрозолях, начиная с момента их приготовления.

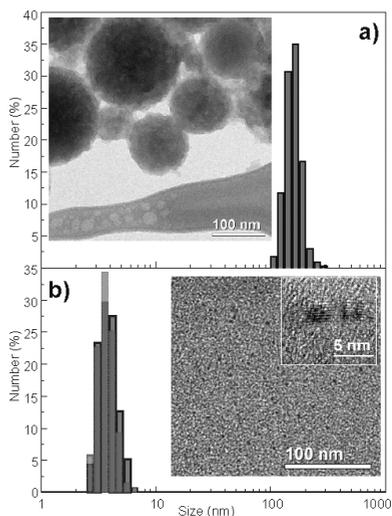


Рис. 1. Распределение размеров (по данным ДСР) (а) агрегатов МУНТ в гидрозолях при pH = 5 и (б) индивидуальных МУНТ при pH = 0 и pH = 13. На вставках – соответствующие ПЭМ изображения.

Максимальные размеры (~200 нм) имеют агрегаты в свежеприготовленных суспензиях при pH = 9–10. В сильнокислых (pH < 0) и сильнощелочных (pH ≥ 12) средах наблюдается разрушение агрегатов до индивидуальных 3.5 нм частиц без каких-либо внешних воздействий (обработки ультразвуком, перемешивания и т.п.).

Обнаружено, что процессы коагуляции (формирования сферических субмикронных частиц) и пептизации (распада агрегатов на индивидуальные МУНТ) полностью обратимы. Так, нейтрализация кислоты/щелочи до значений pH ≈ 5 вновь приводит к коагуляции МУНТ. В процессе повторной коагуляции вновь образуются агрегаты диаметром ~100–200 нм.

Исходя из структуры МУНТ и их химического состава, может быть предложена следующая модель их коагуляции и пептизации в зависимости от pH среды. По данным ИК-спектроскопии МУНТ содержат гидроксильные, карбонильные и карбоксильные группы [4]. Поэтому они могут взаимодействовать друг с другом посредством образования водородных связей, как непосредственно между функциональными группами, так и с образованием мостиковых структур через молекулы воды. По данным азотной адсорбционной порометрии агрегаты являются пористыми (удельные объем и поверхность пор составляют 0.3 см³ г⁻¹ и 410 м² г⁻¹, соответственно [4]). По-видимому, процесс коагуляции МУНТ проходит в несколько этапов, субмикронные агрегаты имеют иерархическую структуру.

При изменении pH в сторону увеличения кислотности или основности начинает происходить пептизация агрегатов МУНТ. Во-первых, в кислой или щелочной среде карбонильные группы гидролизуются [5], в результате они переходят (трансформируются) в гидроксильные группы. Карбонильные группы являются единственным типом групп в синтезированных МУНТ, которые могут выступать в роли доноров электронов при образовании водородных связей [5]. Поэтому значительное уменьшение количества карбониллов вследствие гидратации приводит к разрушению сети водородных связей между МУНТ, образующих агрегаты. Во-вторых, изменение pH среды также приводит к увеличению (по модулю) ζ-потенциала МУНТ, и, в свою очередь, к пептизации агрегатов вследствие Кулоновского отталкивания наноточек.

Таким образом, в настоящей работе темплатным методом синтезированы монодисперсные углеродные наноточки размером 3.5±0.9 нм. Промонстрировано, что благодаря одинаковому размеру, форме и химическому составу МУНТ в результате коагуляции образуют пористые иерархические агрегаты сферической формы диаметром ~100–200 нм. Процессы коагуляции и пептизации МУНТ полностью обратимы и управляемы варьированием pH гидрозолей. Полученные пористые сферические агрегаты перспективны для применения в медицине в качестве самораспадающихся контейнеров для лекарственных препаратов.

Литература

- [1] S.N. Baker, G.A. Baker *Angew. Chem. Int. Ed.* **49** 6726 (2010)
- [2] H. Li, Z. Kang, Y. Liu, S.-T. Lee *J. Mater. Chem.* **22** 24230 (2012)
- [3] Д.А. Курдюков и др. *ФТТ* **58** 2454 (2016)
- [4] D.A. Kurdyukov et al *Nanoscale* **10** 13223 (2018).
- [5] S. Warren *Chemistry of the carbonyl group* (Wiley) 1974

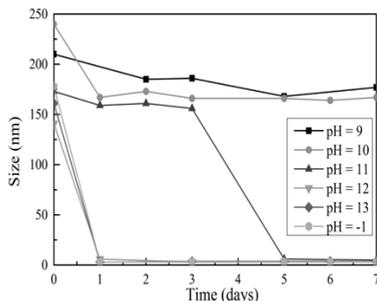


Рис. 2. Изменение среднего размера частиц (по данным ДСР) со временем в гидрозолях МУНТ с различными значениями pH.

КЛАССИФИКАЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО СТЕПЕНИ УПОРЯДОЧЕНИЯ ИХ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ

А. И. Попов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва
тел. (495) 362-7168 факс (495) 362-8938 эл. почта popovai2009@gmail.com

Полупроводниковая электроника ведет свой отсчет с начала прошлого века, когда изобретатель радио А.С. Попов использовал точечный контакт металл-полупроводник для демодуляции сигнала в радиотелеграфии. Затем появились меднозакисные и селеновые выпрямители, фоторезисторы на сульфиде свинца. Однако только разработка А. Вильсоном зонной теории полупроводников (1931 г.) позволила создать активные полупроводниковые приборы, что предопределило бурное развитие твердотельной электроники, создание интегральных схем, повышение степени их интеграции в соответствии с законом Мура при соответствующем снижении размеров отдельных элементов. Поскольку зонная теория базировалась на наличии трансляционной симметрии (то есть на монокристаллическом состоянии вещества), то генеральным направлением развития полупроводникового материаловедения стал переход от поликристаллов к монокристаллам и совершенствование кристаллической структуры последних. Успехи зонной теории привели в прошлом веке к формированию мнения, что наличие трансляционной симметрии является обязательным условием существования полупроводниковых свойств материала.

Однако открытие в 1955 году Б. Т. Коломийцем и Н. А. Горюновой халькогенидных стеклообразных полупроводников показало, что наличие трансляционной симметрии не является необходимым условием для существования полупроводниковых свойств материала, поскольку для этого достаточно локального упорядочения во взаимном расположении атомов. Вместе с тем, введение понятия локальное упорядочение приводит к ряду вопросов: как формируются эти области, каковы должны быть их размеры для сохранения полупроводниковых свойств и как эти размеры влияют на электронные свойства материала. Последний вопрос интересен и с другой точки зрения. Накопленный в настоящее время опыт создания изделий электронной техники с точки зрения используемых материалов представляет собой отдельные, слабо связанные фрагменты: приборы на поликристаллических полупроводниках, приборы и ИС на монокристаллах, на аморфных и стеклообразных полупроводниках. Вместе с тем, эти фрагменты начинают контактировать между собой и частично перекрываться. Так, переход в начале нашего века от микроэлектроники к нанoeлектронике привел к уменьшению размеров активных областей приборов до единиц нанометров, то есть до размеров, сопоставимых с размерами упорядоченных областей в материалах, в которых отсутствует трансляционная симметрия. В связи с этим актуальной становится задача обобщения имеющихся результатов для построения зависимости электронных и других свойств полупроводниковых материалов от степени упорядочения их атомной структуры. Однако для проведения такой работы сначала необходимо классифицировать полупроводниковые материалы по степени упорядочения структуры. Попытка провести такую классификацию предпринята в настоящем докладе.

Как правило, разделение объектов по этому принципу проводят по размерам областей упорядочения. (таблица 1). В этом случае граничными условиями будут полностью упорядоченная и абсолютно неупорядоченная системы. Понятно, что оба случая соответствуют некоторым идеализированным состояниям. Реальные полупроводниковые материалы могут быть разделены на макроупорядоченные и

наноупорядоченные. К макроупорядоченным материалам относятся реальные кристаллы, обладающие трансляционной симметрией, но имеющие конечные размеры и структурные дефекты кристаллической решетки.

К наноупорядоченными системами относятся нанокристаллические материалы, некристаллические материалы и нанокompозитные материалы. Размеры областей упорядочения в этом случае составляют единицы – десятки нанометров.

Размеры областей упорядочения определяют и степень локализации носителей заряда. Локализация носителей заряда, в свою очередь, обуславливает подвижность и механизм электропроводности в материале. Каждая из представленных групп материалов, в свою очередь, может быть дополнительно разделена на подгруппы.

Таблица 1

<i>Степень упорядочения структуры</i>						
Полностью упорядоченная система	Макроупорядоченные системы		Наноупорядоченные системы			Неупорядоченная система
<i>Материалы с различной степенью упорядочения</i>						
Идеальный монокристалл	Реальный монокристалл	Поликристалл	Нанокристаллический материал	Нанокompозитный материал	Некристаллический материал	Система невзаимодействующих атомов
<i>Размеры областей упорядочения (м)</i>						
∞	$>10^{-3}$	$10^{-3}-10^{-7}$	$10^{-8} - 2 \cdot 10^{-9}$	$(1-3) \cdot 10^{-9}$	$10^{-8} - 10^{-9}$	0
<i>Области локализации электронов</i>						
Де локализованы	Локализованы в пределах кристалла			Оба варианта ↔	На локализованных состояниях	
<i>Механизмы электропроводности</i>						
По разрешенным зонам				Перколяционная	Прыжковая	

В докладе проводится анализ предложенной классификации, который показывает, что принятая методика разделения полупроводниковых материалов на упорядоченные (кристаллические) и неупорядоченные (некристаллические) далека от реальной ситуации и нуждается в совершенствовании.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-07-00147- а).

Секция А.

**АМОРФНЫЙ УГЛЕРОД, НАНОУГЛЕРОД,
ГРАФЕН И ДРУГИЕ ШИРОКОЗОННЫЕ
МАТЕРИАЛЫ**

ПОЛУЧЕНИЕ ТОНКИХ ГРАФИТОПОДОБНЫХ ПЛЁНОК МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ: СТРУКТУРНЫЕ, ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

С.А. Грудинкин¹, А.Я. Виноградов¹, Н.А. Беседина², С.В. Коняхин^{1,2},
М.К. Рабчинский¹, Е.Д. Эйдельман^{1,3}, В.Г. Голубев¹

¹ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²СПбАУ РАН, Академический университет, Санкт-Петербург

³ФГБОУ ВО СПХФА Минздрава России, Санкт-Петербург

тел: (812) 292-1017, факс: (812) 292-7393, эл. почта: grudink@gvg.ioffe.ru

Поиск инновационных конструкций термоэлектрических генераторов для повышения их термоэлектрической эффективности является одной из приоритетных задач современной энергетики. В работе [1] показано, что высокой термоэлектрической эффективности можно достичь в термоэлектрическом генераторе на основе углеродной наноструктуры, представляющей собой чередующиеся слои с sp^2 - и sp^3 -гибридизацией атомов углерода. Для получения тонких sp^3 слоёв наиболее перспективным является метод химического газозафазного осаждения (CVD). В различных методах получения графитоподобного sp^2 -углерода с высоким кристаллическим совершенством температуры синтеза или последующего отжига обычно выше 1000°C . При таких температурах может происходить изменение фазового состава и механических свойств sp^3 слоя в процессе осаждения на него sp^2 слоя. Для обеспечения технологической совместимости процессов осаждения чередующих слоёв с sp^3 и sp^2 гибридизацией атомов углерода необходимо осажать слои sp^2 углерода при температурах, не превышающих используемые в процессе CVD синтеза sp^3 слоёв. В данной работе представлены результаты получения тонких графитоподобных плёнок методом магнетронного распыления при температурах подложки не превышающей 620°C и исследования их структурных, оптических и электрических свойств.

Пленки графитоподобного углерода осаждались на подложки из кристаллического кремния и кварца методом магнетронного распыления графитовой мишени в режиме постоянного тока. Материал мишени - мелкозернистый плотный графит марки 6516pT (Мерсен, Франция). Рабочий газ в процессе распыления – аргон. Давление аргона – 1.6 мТорр. Ток разряда – 200 мА. Температура подложки варьировалась от 320°C до 620°C . Толщины плёнок составляли менее 100 нм.

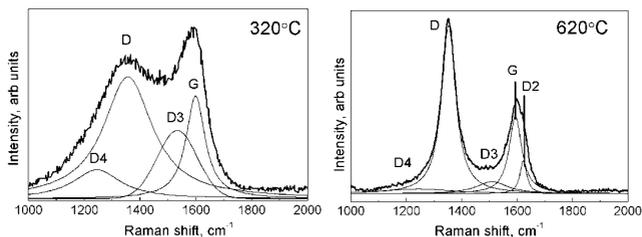


Рис.1. Спектры КРС графитоподобных плёнок, осажденных при температурах подложки 320°C и 620°C и результаты разложения их спектрального контура.

На рис. 1 показаны экспериментальные спектры комбинационного рассеяния света (КРС) плёнок и результаты разложения их спектрального контура. Линия G в области 1580 cm^{-1} соответствует рассеянию света с участием оптического фоно-

на симметрии E_{2g} вблизи точки Γ зоны Бриллюэна [2]. Полоса D в области 1350 см^{-1} возникает в результате резонансного рассеяния с участием электронных состояний из двух неэквивалентных K- и K'-точек зоны Бриллюэна [2]. Наличие полосы D2 в области 1620 см^{-1} объясняется двойным резонансом с участием двух электронных состояний на дираковском конусе вблизи точки K (или K') зоны Бриллюэна. Широкая полоса D3 в области частоты 1500 см^{-1} связана с присутствием в составе материала плёнки аморфного углерода [2]. Полоса D4 в области 1200 см^{-1} обусловлена двойным резонансным рассеянием, в процессе которого участвует дефект кристаллической решётки. Полосы D, D2, D4 обусловлены присутствием дефектов в графеновых слоях. Анализ спектральных характеристик линий КРС, полученных после разложения экспериментального спектра, позволил сделать вывод, что с ростом температуры подложки от 320°C до 620°C происходит увеличение размера кристаллитов в плёнке, уменьшение доли аморфного углерода в фазовом составе плёнок, уменьшение числа структурных дефектов в графеновых слоях.

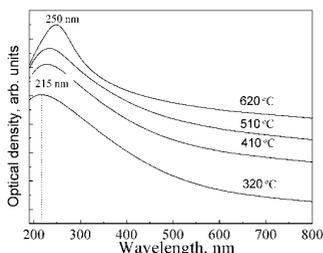


Рис.2. Спектры оптической плотности графитоподобных плёнок, осаждённых при различных температурах подложки (спектры сдвинуты по оси ординат для удобства восприятия).

В спектрах оптического поглощения с увеличением температуры осаждения наблюдается сдвиг максимума поглощения, обусловленного межзонными π - π^* электронными переходами от 215 нм для пленки, осажженной при 320°C , до 250 нм для пленки, осажженной при 620°C (рис.2). С ростом температуры осаждения положение максимума поглощения приближается к положению полосы поглощения пиролитического графита, центрированной на ~ 270 нм. С ростом температуры подложки происходит значительное увеличение удельной электропроводности пленок с $0.2\text{ Ом}^{-1}\text{ см}^{-1}$ при 320°C до $30\text{ Ом}^{-1}\text{ см}^{-1}$ при 620°C . Совместно с этим, наблюдается рост значений термоэдс пленок – от 0.35 мВ (320°C) до 0.95 мВ (620°C) при градиенте температур $\Delta T=240^\circ\text{C}$. Значения термоэдс при аналогичных условиях измерения для пластинки пиролитического графита составило 0.1 мВ. Графитоподобную плёнку можно представить как массив нанокристаллитов sp^2 -гибризованного углерода, окружённых аморфоподобным углеродом. Увеличение электропроводности и термоэдс с ростом температуры подложки происходит за счёт роста размеров нанокристаллитов, снижения количества интерфейсов между кристаллитами, уменьшения концентрации вызывающих рассеяние носителей заряда дефектов в графеновых слоях.

Таким образом, показано, что метод магнетронного распыления является перспективным для осаждения тонких графитоподобных плёнок в качестве sp^2 слоя в термоэлектрических преобразователях на основе углеродных наноструктур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 16-19-00075).

Литература

- [1] Е.Д. Эйдельман *ФТП* **51** 944 (2017)
- [2] S. Reich, C. Thomsen *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **362** 2271 (2004)

ЭФФЕКТ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ОГРАНИЧЕНИЯ ФОНОНОВ В НАНОРАЗМЕРНЫХ И В РАДИАЦИОННО- ПОВРЕЖДЕННЫХ АЛМАЗАХ

А.А. Хомич

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино
тел: (916) 886-8049, факс: (496) 565-2407, эл. почта: antares-610@yandex.ru

Размерный эффект, связанный с пространственной локализацией (конфайнментом) фононов, хорошо изучен в кремниевых наноструктурах, где спектроскопия комбинационного рассеяния света (КР) успешно используется для определения степени разупорядочения нанокристаллических и аморфных пленок и определения размера кристаллитов на наноуровне. Для описания спектров КР аморфных, нано- и протокристаллических кремниевых пленок обычно используется модель, предложенная Рихтером [1] и ее модификации.

В случае наноразмерного либо разупорядоченного алмаза исследователи часто сталкиваются со значительными отклонениями от предложенной Рихтером модели, что связано с появлением конкурирующих факторов, влияющих на форму алмазной полосы в спектрах КР [2]. Наличие высоких механических напряжений, особенности фононного спектра алмаза, неоднородность по глубине повреждения кристаллов при ионной имплантации, дисперсия размеров наноалмазов и областей радиационного повреждения (РП), поверхностные эффекты, а также способность углерода существовать в нескольких аллотропных состояниях существенно затрудняют исследование размерных эффектов в алмазах. Как показано в работе [3], уже только за счет особенности дисперсии оптического фонона вдоль направления (001) в нанокристаллических алмазных пленках с размером кристаллитов от 5 нм и выше в спектрах КР эффект конфайнмента фононов не наблюдается.

В работе исследованы спектры КР природных и осажденных из газовой фазы (CVD) алмазов, облученных быстрыми реакторными нейтронами [4] в широком диапазоне флюенсов, либо имплантированных различными дозами легких (водород, дейтерий, гелий) или тяжелых ионов с энергиями от десятков кэВ до сотен МэВ [5] с различной степенью РП, а также спектры КР и ИК поглощения наноразмерных алмазов, полученных в процессах детонационного синтеза. С помощью спектроскопии КР обнаружена тонкая структура плотности фононных состояний РП алмаза, зависящая лишь от концентрации и состава радиационных дефектов. Изучено влияние высокотемпературных (до 1700 °С) отжигов в вакууме на спектры КР РП и наноразмерных алмазов. Показано, что вид и форма спектров КР определяются средними размерами бездефектных областей исследуемых материалов, соответствующими длине свободного пробега фононов. В спектрах КР РП алмазов и наноалмазов выделены полосы, обусловленные наличием аморфного sp^3 -углерода (бозонный пик), а также комплексами собственных точечных и протяженных дефектов. Полученные результаты подтверждены данными рентгеноструктурного анализа и измерениями теплопроводности РП алмаза.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 18-72-00076.

Литература

- [1] H. Richter, Z.P. Wang, L. Ley. *Sol. Stat. Com.* **39** 625 (1981)
- [2] S. Osswald, V.N. Mochalin, M. Havel, G. Yushin, Y. Gogotsi *Phys. Rev. B* **80** 075419 (2009)
- [3] J.W. Ager, D.K. Veirs, G.M. Rosenblatt *Phys. Rev. B* **43** 6491 (1991)
- [4] O.N. Poklonskaya, S.A. Vyrko, A.A. Khomich, A.A. Averin, A.V. Khomich, R.A. Khmel'nitsky, N.A. Poklonski *J. Appl. Spectr.* **81** 969 (2015)
- [5] O.N. Poklonskaya, A.A. Khomich. *J. Appl. Spectr.* **80** 715 (2013)

ОБРАЗОВАНИЕ СОЕДИНЕНИЙ МЕТАЛЛА В АЛМАЗОПОДОБНЫХ КРЕМНИЙ-УГЛЕРОДНЫХ ПЛЁНКАХ

В.П. Афанасьев¹, А.Д. Баринов^{1,2}, Ю.Н. Бодиско¹, А.С. Грязев¹,

А.И. Попов^{1,2}, М.Ю. Пресняков³, М.Л. Шупегин¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

²Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

³Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

тел: (495) 362-7596, эл. почта: BarinovAD@mpei.ru

Алмазоподобные кремний-углеродные плёнки представляют собой покрытия, которые, с одной стороны, сохраняют преимущества алмазоподобных плёнок аморфного углерода, а с другой, свободны от многих недостатков последних. Высокая устойчивость аморфной фазы кремний-углеродных плёнок позволяет вводить в них до 35 ат. % металла, создавая нанокompозитный материал, электропроводность которого в зависимости от содержания металла изменяется на порядки величины. Для эффективного управления свойствами рассматриваемых материалов необходимо понимать закономерности и механизмы формирования нанофазы при изготовлении металлосодержащих кремний-углеродных нанокompозитов.

Металлосодержащие алмазоподобные кремний-углеродные нанокompозиты получали одновременным плазмохимическим разложением кремнийорганического вещества (полифенилметилсилоксана, ПФМС) и магнетронным распылением металла [1]. Введение переходных металлов в аморфную кремний-углеродную плёнку приводит к образованию нанокристаллической карбидной фазы [2]. Вместе с тем, при исследовании плёнок методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) на фотоэлектронном спектре вольфрама в плёнках (рис. 1) обнаруживаются два дублета $W 4f_{5/2}$ и $4f_{7/2}$, химические сдвиги которых указывают на наличие связей как $W-C$, так и $W-O$. При этом электронная микроскопия подтверждает наличие кристаллической фазы карбида вольфрама, но не обнаруживает кристаллической фазы оксида. Исходя из этого, можно сделать два предположения: либо оксидная фаза существует в аморфной форме, либо кислород образует химические связи с металлом на границах наночастиц карбида вольфрама.

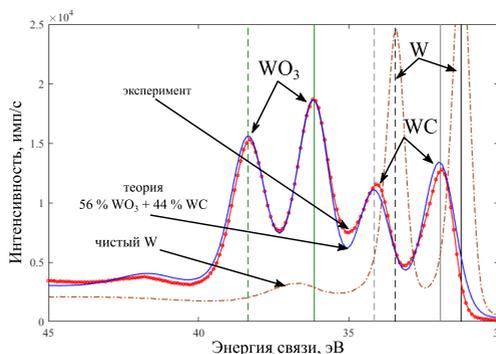


Рис. 1 – Спектр фотоэлектронов $W 4f_{5/2}$ и $4f_{7/2}$ (спектр чистого вольфрама взят из [3])

Кроме того, энергодисперсионный анализ элементного состава плёнок (рис. 2) показал, что с ростом содержания металла в плёнке происходит уменьшение соотношений концентраций элементов $[Si]/[O]$ и $[Si]/[C]$ примерно в 2 раза, при этом соотношение концентраций $[O]/[C]$ остаётся неизменным. Поскольку плёнки с различной концентрацией металла получают в едином технологическом процессе, то при напылении подложки находятся на различном расстоянии как от магнетрона, так и от плазмотрона [1]. Поэтому указанный выше факт может быть обусловлен двумя причинами. С одной стороны, может иметь место неравномерное угловое распределение потока частиц ПФМС, что приведёт к зависимости состава плёнок от положения подложек в камере. С другой стороны, если предположить, что состав аморфной матрицы остаётся неизменным, то возможно дополнительное увеличение кислорода и углерода в плёнке благодаря захвату расплываемыми частицами металла атомов кислорода и углерода из остаточной атмосферы рабочей камеры, в которой присутствуют пары кремнийорганического масла вакуумного насоса.

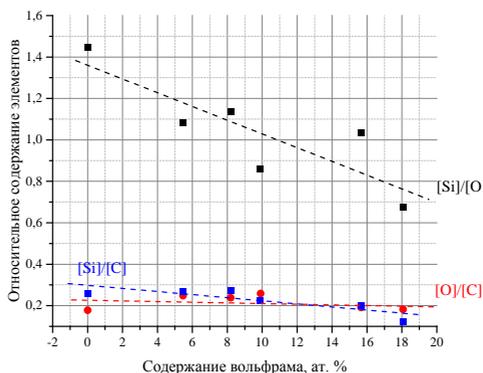


Рис. 2 – Элементный состав плёнок

В докладе обсуждаются полученные результаты.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-07-00147).

Литература

- [1] М.Л. Шупегин *Заводская лаборатория. Диагностика материалов* **02** 28 (2013)
- [2] А.Д. Баринов, А.И. Попов, М.Ю. Пресняков *Неорганические материалы* **53** 7 (2017)
- [3] J. Moulder, W. Stickle, P. Sobol (et al.) *Handbook of X-Ray Photoelectron Spectroscopy* (Perkin-Elmer Corporation, Physical Electronics Division, Eden Prairie, Minnesota) 261 p. (1995)

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОПОГЛОЩАЮЩИХ СВОЙСТВ УНТ РАЗЛИЧНОЙ МОРФОЛОГИИ И ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ИНТЕГРАЦИИ В СУЩЕСТВУЮЩИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

Ю. В. Ануфриев^{1,2}, Е. В. Зенова^{1,2}, А.М. Тагаченков², М. А. Тархов²

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

²Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

эл. почта: Anufriev.u@inme-ras.ru

Массивы углеродных нанотрубок (УНТ) представляют собой материал с коэффициентом оптического поглощения близким к единице. Однако, зарубежные исследования показывают, что наряду с поглощением в УНТ возникает эффект переизлучения фотонов в инфракрасном диапазоне (рис. 1 а) [1]. Представлены результаты исследования характеристик поглощения промышленных фоточувствительных элементов на базе аморфного гидрогенизированного кремния, а также результаты исследования зависимости фотопоглощения массивов углеродных нанотрубок разной средней длины. Исследования проводились с целью изучения эффекта поглощения-переизлучения в массивах УНТ и изучения возможности его применения в солнечных преобразователях энергии.

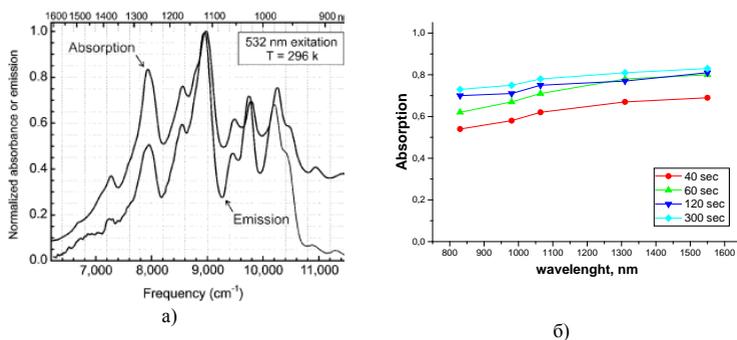


Рис. 1. Спектры поглощения и фотолуминесценции в УНТ диспергированных в растворе [1] (а), спектр поглощения вертикальных массивов многостенных УНТ с разным временем синтеза (б).

На рис. 1. б показан спектр поглощения массива УНТ с разной средней длиной массива. В данном случае длина массива определялась временем синтеза [2]. На рис. 2 представлены типичные характеристики исследуемого солнечного преобразователя энергии. Дальнейший анализ проводился на основе данных полученных по отклонению от средних параметров солнечных батарей из данной промышленной партии.

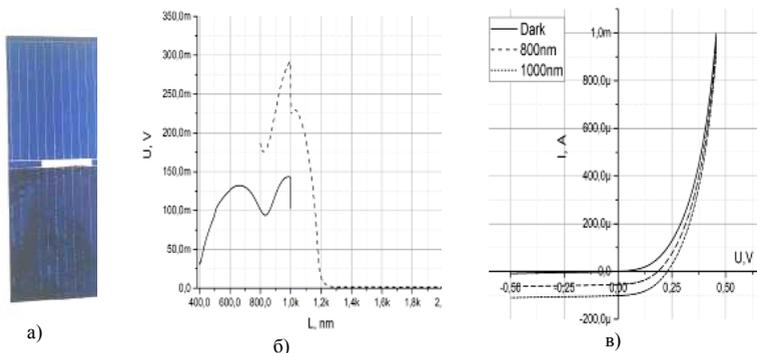


Рис. 2 Общий вид исследуемой солнечной батареи с нанесенным из раствора слоем УНТ (а), характеристическая спектральная характеристика солнечной батареи без УНТ (б), Вольтамперная характеристика исследуемого солнечного элемента (в).

Результаты исследований образцов с покрытием из УНТ, нанесенным из водного раствора, на поверхность солнечного элемента показали, что при малом количестве УНТ практически не происходит изменений в характеристиках СЭ. При увеличении плотности покрытия, спектральная характеристика практически не изменяется, однако существенно падает интенсивность фототока. Этот результат может быть связан с сегрегацией трубок, в результате чего происходит экранирование поверхности от падающего излучения и одновременно закорачивание токопроводящих дорожек. Что снижает эффективность СЭ.

Одним из технологических решений данной проблемы может быть применение низкотемпературного синтеза УНТ непосредственно на поверхности солнечного элемента. Это позволит получать вертикально ориентированные массивы нанотрубок. Для предотвращения физического контакта УНТ и материала СЭ принято решение пассивировать поверхность путем нанесения полупрозрачного слоя диоксида титана. В качестве катализатора применялся тонкий слой никеля.

В докладе анализируется влияние углеродных наноструктурированных материалов, в частности УНТ, на характеристики фоточувствительных элементов на основе аморфного водородированного кремния.

Работа проводилась при поддержке Фано РФ по тематическому плану ИНМЭ РАН.

Литература

[1] P. P. Avouris, M. Freitag, V. Perebeinos "Carbon-nanotube photonics and optoelectronics" *Nature Photonics*, Volume 2, Issue 6, pp. 341-350 (2008)

[2] Н.В. Минаев, М.С. Молоденский, Е.В. Зенова и др. *Исследование спектров комбинационного рассеяния углеродных нанотрубок синтезированных методом химического осаждения из газовой фазы. Тезисы докладов Российской конференции КР-90* (Новосибирск, 2018)

ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ КАТАЛИЗАТОРА ДЛЯ СИНТЕЗА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

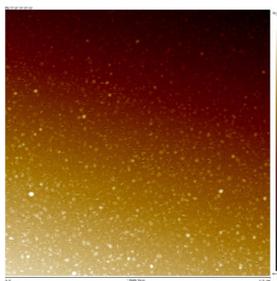
М.С. Молоденский¹, Г.Д. Дюдьбин¹, П.Е. Львов², А.А. Павлов¹, Р.М. Рязанов²

¹Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

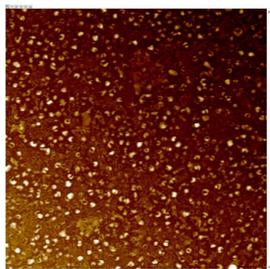
²Национальный исследовательский институт МИЭТ, Зеленоград

эл. почта: molodensky.m@inme-ras.ru

Процесс формирования наночастиц катализатора из тонких металлических слоев определяет геометрические размеры и многие свойства синтезированных на поверхности углеродных нанотрубок. В процессе отжига пленки металла перед синтезом происходит формирование наночастиц. Этот процесс включает разрыв сплошной пленки, образование наночастиц определенных размеров и их дальнейшую коалесценцию на поверхности буферного слоя при различной температуре. Основными характеристиками буферного слоя являются шероховатость поверхности [1], скорость диффузии катализатора в подложку [2] и смачиваемость поверхности. В работе был исследован процесс формирования кластеров из пленки никеля толщиной 9 нм, нанесенной методом магнетронного напыления на буферный слой нитрида ниобия толщиной 30 нм. Нитрид ниобия обеспечивает низкую скорость диффузии никеля к кремниевой подложке. Шероховатость поверхности нитрида ниобия не превышает 1 нм, благодаря чему можно исключить влияние геометрии поверхности буферного слоя на процесс кластерообразования. Образец с пленкой катализатора загружался в камеру установки Oxford Nanofab, поднимался к газовому душу и охлаждался потоком водорода во время нагрева держателя подложки. При достижения століком необходимой температуры подложка опускалась на столік на заданное время, после чего поднималась к газовому душу для быстрого охлаждения. На рисунке 1 представлена поверхность буферного слоя после нагрева до температуры 480⁰ и 880⁰ С, полученная с помощью атомно-силового микроскопа.



а



б

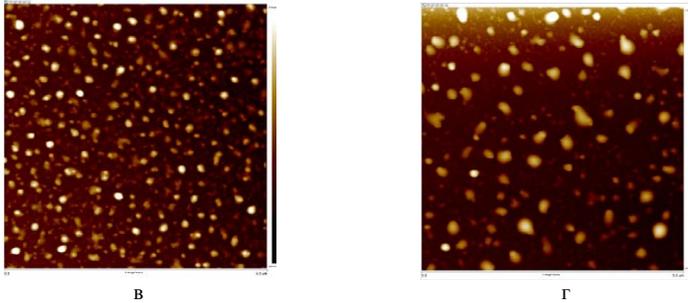


Рис.1. Кластеры никеля на поверхности буферного слоя после нагрева подложки до температуры 480°C на 1 минуту (а) и на 30 минут (б); до температуры 880°C на одну минуту (в) и на 30 минут (г).

Процесс формирования кластеров исследовался с помощью численной модели, основанной на двумерном модифицированном уравнении Кана-Хилларда [3] с подвижностью, зависящей от толщины пленки. Продемонстрирована возможность моделирования процесса образования начальных разрывов в пленке катализатора, формирования кластеров и процесса коалесценции (рисунок 2).

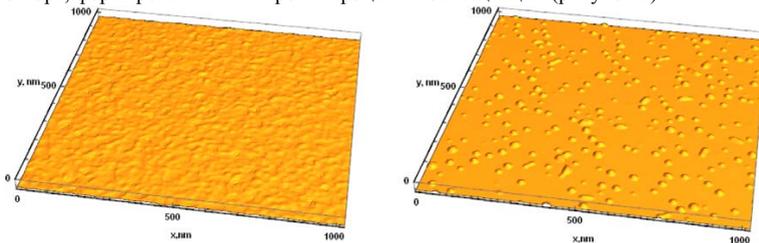


Рис.2. Образование разрывов в пленке катализатора (а) и формирование кластеров на поверхности буферного слоя (б), полученные с помощью численного моделирования.

В работе получены временные зависимости средних значений распределения кластеров катализатора по радиусу и высоте. Результаты моделирования с использованием гидродинамической модели оказались в хорошем согласии с результатами эксперимента. Сопоставление результатов моделирования и эксперимента позволит определить диапазон значений для таких величин как потенциал взаимодействия атомов пленки с подложкой и поверхностная энергия Гиббса для нанокластеров.

Литература

- [1] T. de los Arcos, M.G. Garnier, Jin Won Seo, P. Oelhafen, V. Thommen, D. Mathys. **J. Phys. Chem. B.** 108, p. 7728 (2004)
- [2] Булярский С.В., Зенова Е.В., Лакалин А.В., Молоденский М.С., Павлов А.А., Тагаченков А.М., Терентьев А.В. **ЖТФ.** т. 88, с. 1873 (2018)
- [3] J. Becker, G. Grun, R. Seemann, H. Mantz, K. Jacobs, K.R. Mecke, R. Blossey. **Nature Materials.** Vol. 2, p. 59 (2003)

ОБРАТИМОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В НИЗКООМНОЕ СОСТОЯНИЕ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ФУЛЛЕРЕНА C₆₀

И.Б. Захарова¹, В.Ф. Бородзюля¹, Н.М. Романов^{1,2}, Н.Т. Сударь¹

¹СПб ПГУ, Россия, Санкт-Петербург, 195251, Политехническая 29

²Lappeenranta University of Technology, 34 Skinnarilankatu, Lappeenranta 53850

эл. почта: zakharova@rphf.spbstu.ru

В последнее время наблюдается особый интерес к электрические свойства тонких пленок C₆₀ в связи с желанием получить элементную базу (тонкопленочные диоды, полевые тонкопленочные транзисторы и биполярные тонкопленочные транзисторы) основанную на органической электронике [1]. Изучение кинетических явлений в тонких пленках C₆₀ осложнено тем, что пленки, полученные разными методами, имеют разную структуру и при выносе на воздух взаимодействуют с кислородом, образуя как частично окисленную фазу, так и различные инткалирированные системы [2]. Ранее было получено, что проводимость пленок носит полупроводниковый характер, удельное сопротивление тонкопленочных образцов C₆₀ при комнатной температуре порядка 10⁵–10⁸ Ом*см [3]. При взаимодействии фуллеритовых пленок с кислородом проводимость падает на несколько порядков, что связывают с появлением ловушек, глубина которых оценивается в 0,7–0,8 В ниже дна зоны проводимости. Проводимость существенно зависит от структуры пленок, и у кристаллического материала выше, чем у аморфного. Значения величины запрещенной зоны, полученные из температурных зависимостей проводимости, составляют у разных исследователей величину порядка 1, 3-1, 8 эВ, что полтора-два раза меньше оптической запрещенной зоны. Однако проводимость тонких фуллереновых пленок в сильных электрических полях порядка 10⁸ В/м ранее не исследовалось.

Нами были исследованы ВАХ и частотные зависимости импеданса структур, представляющих собой тонкую пленку C₆₀ на подложке из кремния р-типа, полученную испарением из ячейки Кнудсена, что позволяет создавать сплошные однородные по толщине пленки с размерами кристаллитов порядка 100 нм [4]. Толщина пленок составляла 200-300 нм, приложенные напряжения изменялись от 0 до 10-15 В, т.е. напряженность поля составляла до 10⁸ В/м. Электрические свойства пленок C₆₀ были исследованы с помощью измерителя иммитанса модификации E7-20. Микроконтакт на образце создавался In-Ga эвтектикой в виде нити, что позволяло локально измерять характеристики образца. Диаметр контакта варьировался от 50 до 100 мкм. Результаты измерения ВАХ при первом проходе по напряжению в прямом и обратном направлении в двойном логарифмическом масштабе представлены на рис. 1.

При подаче напряжения на пленку, при напряжениях порядка 4-7 В в зависимости от точки происходит явление формовки проводящего канала и сопротивление пленки резко уменьшается. Вид ВАХ в двойном логарифмическом масштабе при дальнейшем увеличении напряжения соответствует зависимости $I \sim U^n$, при этом $n \sim 2-3$. При обратном ходе в прямой ветке ВАХ проявляется гистерезис, и при напряжениях порядка 0,1-0,2 В сопротивление пленки превышает исходное на порядок. Тем не менее, необратимого пробоя с существенным изменением свойств не происходит. После уменьшения напряжения пленка возвращается в высокоомное состояние с сопротивлением 1-3 Мом и в дальнейшем вид ВАХ воспроизводится при многократных проходах в прямом и обратном направлениях без гистерезиса (рис 1, кривая 1). При этом на ВАХ наблюдается два участка зависимости $I \sim U^n$. На первом участке $n \sim 9-11$ для первого прохода и $\sim 6-7$ для всех последующих измерений, что можно связать с режимом предельного заполнения ловушек в случае реализации ТОПЗ. При напряжениях больших величины поряд-

ка 0,8 В зависимость принимает вид с $n \sim 1,5-2$. При этом сопротивление образцов в области низких напряжений составляет порядка 1-10 МОм, а после заполнения ловушек образец переходит в состояние с сопротивлением порядка 1 кОм. Значения токов и вид ВАХ практически не зависит от площади контакта, что характерно для явлений резистивного переключения [5].

Для изучения влияния структуры и дефектности пленки на эффект обратимого резистивного переключения пленки облучались гамма квантами от ^{137}Cs источника с дозой составила $9 \cdot 10^5$ Гр. Тонкие фуллереновые пленки после облучения также обладают эффектом обратимого переключения, но характеризуются меньшим сопротивлением по сравнению с исходными, прошедшими формовку. При этом показатели n для обоих участков ВАХ в облученном образце примерно сохраняются. Отмечаемые изменения могут быть связаны с вероятной полимеризацией C_{60} под действием гамма-облучения [6]. Измерены мало сигнальные частотные зависимости импеданса в диапазоне 25 Гц-1 МГц при напряжениях смещения от 0 до 10 В. Показано, что явление обратимого переключения сопротивления на 3-4 порядка и, соответственно, емкости при частотах до 100 кГц сохраняется. Обсуждаются возможные механизмы явления.

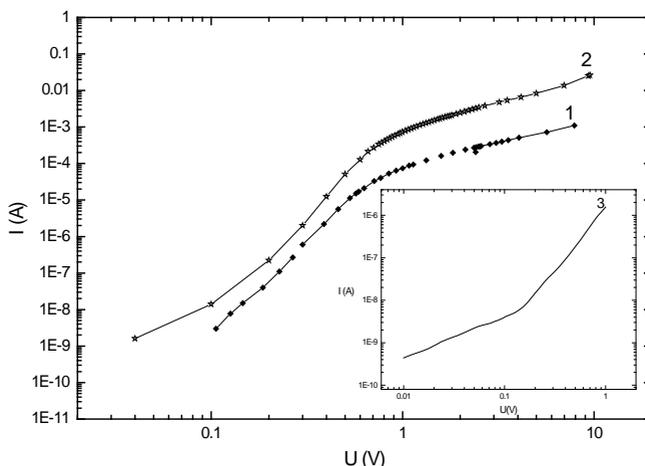


Рис. 1. Кривая 1 – ВАХ в двойном логарифмическом масштабе после формовки до облучения; Кривая 2 – ВАХ в двойном логарифмическом масштабе после облучения; Кривая 3 – начальный участок ВАХ в двойном логарифмическом масштабе с контактом выполненным аквадагом площадью 1 mm^2

Литература

- [1] Y. Yamashita *Sci. Technol. Adv. Mater.* **10** 2: 024313(2009)
- [2] О.Е. КыватковскИИ, И.В. Захарова, В.М. ЗИМИНОВ *Physics of the Solid State.* **56** 6 1289–1295 (2014)
- [3] J. Gong, F. Zhang, Y. Li, G. Ma, G. Chen *Thin Solid Films* **261** 266-270 (1995)
- [4] И. В. Захарова, В. М. ЗИМИНОВ, Н. М. РОМАНОВ, О. Е. КыватковскИИ, and Т. Л. Макарова *Physics of the Solid State* **56** 5 1064–1070 (2014)
- [5] И. П. Григал, К. В. Егоров, С. А. Гудкова, А. А. Чуприк, А. М. Марке *ТРУДЫ МФТИ* **6** 3 84-91 (2014)
- [6] F. Banhart// *Rep. Prog. Phys.* **62** 1181–1221 (1999)

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛМАЗНЫХ ПОКРЫТИЙ

Е.Е. Ашкинази¹, А.А. Хомич^{1,2}, В.С. Седов¹, А.К. Мартыанов^{1,3}, М.В. Козлова⁴,
А.В. Хомич², М.А. Мытарев⁵, Кошельков И.И.⁵, В.Г. Ральченко¹, В.И. Конов¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, МО

³МИРЭА - Российский технологический университет, Москва

⁴Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

⁵АО «Композит», Королев, МО

тел: (916) 886-8049, эл. почта: antares-610@yandex.ru

Повышение прочности твердосплавного инструмента (WC-Co) для обработки современных композитов, содержащих высокоабразивные компоненты, невозможно без применения алмазных покрытий (АП), обладающих низким коэффициентом трения, высокими износостойкостью, теплопроводностью и химической стойкостью [1]. Улучшение режущих свойств инструмента может быть достигнуто при формировании двух- и многослойных микро/нанокристаллических АП, у которых высокая твердость и хорошая адгезия к WC-Co подложке микрокристаллических алмазных слоев [2] сочетается с низкой шероховатостью и высокой упругостью осажденных сверху нанокристаллических алмазных слоев [3], имеющих низкие коэффициенты трения. Кроме того, применение двух- и многослойных АП позволяет предотвратить процессы растрескивания и повысить их теплопроводность [4].

Синтез АП проводился в плазмохимическом сверхвысокочастотном (СВЧ) реакторе ARDIS-100, ООО «Оптосистемы» (2,45 ГГц, 5 кВт) в результате осаждения из газовой фазы (смесь $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{N}_2$) путем разложения в плазме СВЧ-реактора метана с образованием атомарного водорода H и активных радикалов CH_x . Использование контура плазмы как основного источника теплопередачи излучением позволило впервые реализовать в плазменном СВЧ-реакторе метод группового роста АП на низкоаспектных пластинах WC-Co произвольной формы [5]. Температура подложек в оптимальной области процесса синтеза составляла 740-760 °С. Управление структурой слоев АП производилось в СВЧ-реакторе изменением в диапазоне от 0 до 6 % концентрации азота, вызывающего вторичное зародышеобразование и уменьшение размера алмазных кристаллитов. По данным растровой электронной микроскопии микрокристаллические АП состояли из зерен размером 1-2 мкм с преимущественной ориентацией (111), а нанокристаллические АП - из случайно ориентированных зерен размером менее 500 нм.

Для изучения структуры, состава и локальных напряжений, а также определения скорости осаждения в двух- и многослойных микро/нанокристаллических АП применялась спектроскопия комбинационного рассеяния света (КР) и фотолюминесценции (ФЛ) с использованием спектрометра LabRam HR800 (Horiba Jobin-Yvon) в конфокальной конфигурации. Образцы для измерения спектров КР были отделены от WC-Co подложки в результате испытания адгезии АП методом Роквелла. Излучение возбуждающего лазера ($\lambda = 473$ нм) было собрано на сколе АП в геометрии обратного рассеяния при помощи объектива микроскопа Olympus с пространственным разрешением ~ 1 мкм. Картирование спектров КР и ФЛ прово-

дилось при помощи моторизованного столика Märzhäuser Wetzlar с точностью позиционирования $\sim 0,5$ мкм.

В спектрах КР исследуемых АП помимо алмазного пика с шириной на полувысоте от 10 до 20 см^{-1} регистрировались полосы D (1350 см^{-1}) и G (1560 см^{-1}), обусловленные аморфным неалмазным sp^2 -углеродом, и характерные для нанокристаллических АП полосы на 1140 и 1490 см^{-1} , обусловленные колебаниями трансполиацитиленовых цепочек на межкристаллитных границах в CVD АП. Для серий резцов на основе WC-Co с АП по данным КР и ФЛ спектроскопии получены профили изменения интенсивностей отдельных полос по всей толщине двух- и многослойных АП. Показано, что области перехода от микро- к нанокристаллическому АП хорошо определяется по спектрам КР по уширению и уменьшению относительной интенсивности алмазной полосы с максимумом вблизи 1332 см^{-1} , а также по усилению полос трансполиацитиленовых цепочек. По данным КР обнаружено, что в СВЧ-реакторе при добавлении азота в газовую смесь формируется переходной слой толщиной около 2 мкм, сочетающий свойства микро- и нанокристаллических АП, который по данным [6] повышает стойкость АП на WC-Co к экстремальным механическим и термическим нагрузкам. Установлено, что формирование слоя нанокристаллического алмаза толщиной 1-1.5 мкм вблизи нуклеационной стороны АП не повлияло отрицательно на хорошую адгезию, высокие твердость (85 единиц HRc) и износостойкость двух- и многослойных АП. Исследованы механизмы зарождения и развития микро- и нанокристаллических АП на разных гранях монокристаллов алмаза [7]. Продемонстрировано, что управление составом и структурой АП при помощи изменения доли азота в газовой смеси СВЧ разряда позволяет осаждать твердые, гладкие и износостойкие двухслойные микро/нанокристаллические АП, а также что трансформацию структуры от аморфной до нанокристаллической и распределение упругих напряжений по толщине которых можно проследивать по спектрам КР и ФЛ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки, проект RFMEFI604X0206.

Литература

- [1] R. Polini, M. Barletta, G. Rubino, S. Vesco *Advanced Mater. Science & Eng.* **2012** 151629 (2012)
- [2] F.A. Almeida, M. Amaral, F.J. Oliveira, A.J.S. Fernandes, R.F. Silva *Vacuum* **81** 1443 (2007)
- [3] F. Sun, Y. Ma, B. Shen, Z. Zhang, M. Chen *Diamond Relat. Mater.* **18** 276 (2009)
- [4] L. Shafer, M. Hofer, R. Kroger *Thin Solid Films* **515** 1017 (2006)
- [5] E.E. Ashkinazi, V.S. Sedov, D.N. Sovyk, A.A. Khomich, A.P. Bolshakov, S.G. Ryzhkov, A.V. Khomich, D.V. Vinogradov, V.G. Ralchenko, V.I. Konov *Diamond Relat. Mater.* **75** 169 (2017)
- [6] R. Dumpala, B. Ramamoorthy, M.S.R. Rao *Appl. Surf. Sci.* **289** 545 (2014)
- [7] E.E. Ashkinazi, R.A. Khmel'nitsky, V.S. Sedov, A.A. Khomich, A.V. Khomich, V.G. Ralchenko *Crystals* **7** 166 (2017)

ИССЛЕДОВАНИЕ АМОРФИЗАЦИИ АЛМАЗА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.В. Кононенко¹, А.А. Хомич^{1,2}, Р.А. Хмельницкий^{2,3}, В.М. Гололобов¹,
М.С. Комленок¹, А.В. Хомич², А.Н. Деревяго⁴, Н.А. Поклонский⁴

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

⁴Белорусский государственный университет, Минск

тел.: (916) 886-8049, факс: (496) 565-2407, эл. почта: antares-610@yandex.ru

Интенсивное лазерное излучение применяется для задач модификации структуры и поверхностных свойств алмаза с целью создания новых полностью углеродных структур для фотоники и электроники [1-3]. В результате лазерного воздействия алмаз трансформируется в микрокристаллический или sp^2 -аморфный графитизированный сильнопоглощающий материал с высокой электропроводностью. Особенностью лазерного микроструктурирования является высокая локальность, а также, обусловленная рекордной теплопроводностью алмаза, высокая скорость протекания инициируемых интенсивным лазерным излучением процессов нагрева и последующего охлаждения модифицированного материала.

При облучении алмаза сверхкороткими импульсами процесс нагрева не является обязательным. В этом случае перестройка атомов углерода происходит в несколько последовательных шагов: поглощение фотонов электронами, передача энергии от возбужденных электронов в колебания кристаллической решетки и изменение структуры. Как показано в [4], достаточно возбудить 1.5% электронов в алмазе, чтобы тот начал превращаться в графит. Использование фемтосекундного лазерного излучения в одноимпульсном режиме облучения позволяет создавать проводящие структуры на поверхности поликристаллического алмаза [5], а также эффективно управлять концентрацией NV-центров в объеме алмаза для задач квантовой оптики [6].

В работе методами спектроскопии комбинационного рассеяния (КР), электронной микроскопии и оптической интерференционной профилометрии исследованы процессы графитизации поверхности природного алмаза под воздействием одиночных лазерных импульсов на длине волны 266 нм (третья гармоника $Ti:Al_2O_3$ -лазера) с длительностью 100 фс и плотностью энергии от 1 до 100 Дж/см². Распределение интенсивности в фокальном пятне лазерного пучка имело гауссовый профиль с полушириной на полувысоте 1.2 мкм. Измерения спектров КР проводились на спектрометре LabRam HR800 (Horiba Jobin-Yvon) с пространственным разрешением ~ 1 мкм. Картирование спектров по поверхности пятен проводилось при помощи моторизованного столика Märzhäuser Wetzlar с точностью позиционирования $\sim 0,5$ мкм.

Показано, что процессы одноимпульсной лазерной аморфизации и графитизации алмаза имеют пороговый характер. В спектрах КР в области пятна преобладают D , G , D_1 полосы, обусловленные sp^2 -углеродом с различной степенью упорядоченности [7], а на краях пятна при уменьшении толщины графитизированного слоя регистрируется алмазная полоса от неповрежденного кристалла (рис.1). Предложены методики определения по спектрам КР толщины модифицированного слоя. Установлено, что характер лазерной аморфизации и графитизации чувствителен к кристаллографической ориентации поверхности алмаза [8]. Выполнен анализ изменений структуры алмаза вдоль поверхности лазерных пятен с различ-

ной плотностью энергии (рис.2). В работе обсуждаются эффекты дальнего действия и предложены механизмы, определяющие структурную перестройку алмазной решетки при различных плотностях энергии фемтосекундного лазерного облучения.

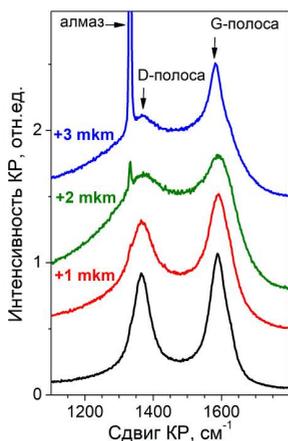


Рис. 1. Трансформация спектров КР по диаметру пятна при плотности энергии 65 Дж/см² от центра (нижний спектр) к периферии.

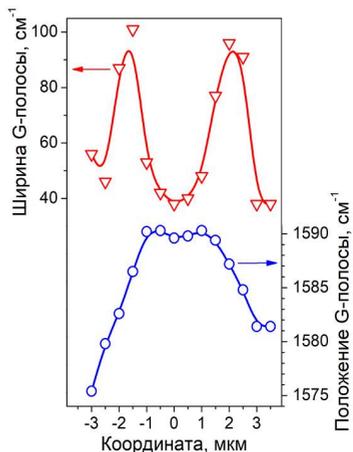


Рис. 2. Профили ширины на полувысоте (вверху) и положения максимума (внизу) G-полосы в спектрах КР, представленных на рис.1.

Работа выполнена при поддержке грантов 17-52-04085 и 16-32-60179 Российского фонда фундаментальных исследований и гранта Ф17PM-091 Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Литература

- [1] V.I. Konov *Laser & Photonics Reviews* **6** 739 (2012)
- [2] S. Salvatori, P. Oliva, M. Pacilli, P. Allegrini, G. Conte, M. Komlenok, A.A. Khomich, A. Bolshakov, V. Ralchenko, V. Konov *Diam. Relat. Mater.* **73** 132 (2017)
- [3] M.S. Komlenok, S.G. Tikhodeev, T. Weiss, S.P. Lebedev, G.A. Komandin, V.I. Konov *Appl. Phys. Lett.* **113** 041101 (2018)
- [4] F.Tavella, H. Hoppner, V. Tkachenko et al. *High Energy Dens. Phys.* **24** 22 (2017)
- [5] M.S. Komlenok, M.A. Dezhkina, V.V. Kononenko, A.A. Khomich, A.F. Popovich, V.I. Konov *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **44** 246 (2017)
- [6] V.V. Kononenko, I.I. Vlasov, E.V. Zavedeev, A.A. Khomich, V.I. Konov *Appl. Phys. A* **124** 226 (2018)
- [7] A.C. Ferrari *Solid State Com.* **143** 47 (2007)
- [8] R.A. Khmelnsky, A.A. Gippius *Phase Transitions* **87** 175 (2014)

ЗАВИСИМОСТЬ ОПТИЧЕСКОЙ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ В DLC a-C<Pd_x> ПЛЕНКАХ ОТ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА

А.П. Рязузов¹, Р.Р. Немкаева¹, Н.Р. Гусейнов¹, А.Р. Асембаева²

¹ ННЛОТ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Республика Казахстан

² КазНИТУ им. Сатпаева, Алматы, Республика Казахстан

тел: +7(705) 205-8001, эл. почта: ryaguzov_a@mail.ru

Алмазоподобные углеродные (DLC) пленки получили широкое применение в качестве прочных и антифрикционных покрытий для различных устройств электроники и инструментов [1-3]. В настоящее время ведутся исследования по управлению электронными свойствами DLC пленок путем варьирования условиями синтеза с добавлением легирующей примеси. Вызывают особый интерес группа химических элементов не образующих с атомами углерода химической связи. Это позволяет осуществлять организацию изолированных наночастиц из этих элементов в DLC матрице. Одним из таких химических элементов является палладий.

Связь между палладием и углеродом образуется только при высоких температурах, выше 800°C, и дополнительных энергетических воздействиях. При этих условиях химическая связь между углеродом и палладием образуется менее чем у 5% атомов, от общего количества атомов палладия участвующих в процессе карбонизации. Структура и свойства наночастиц палладия, их влияние на структуру и свойства углеродной матрицы практически не изучены.

Синтез DLC a-C<Pd_x> пленок осуществлялся методом магнетронного ионно-плазменного со-распыления комбинированной мишени из углерода и Pd в атмосфере Ar. Мощность постоянного тока ионно-плазменного разряда менялась от 14 Вт до 21 Вт при давлении газа аргон в рабочем объеме 0,7 Па. Температура подложки в процессе синтеза не превышала 50°C. Концентрация палладия определялась методом EDS на устройстве EDAX (USA) и составляла 0,03 ат.% и 0,17 ат.%. Толщина пленок менялась от 44 нм до 73 нм, в зависимости от концентрации палладия и мощности ионно-плазменного разряда. Увеличение мощности DC разряда приводит к увеличению толщины a-C<Pd_x> пленки. Методом комбинационного рассеяния света (КРС) провели исследование локальной структуры углеродной матрицы a-C пленок на установке NTegra Spectra (NT-MDT, Россия).

На рис.1 представлена КРС спектроскопия a-C<Pd_x> пленок. КРС спектроскопия показала, что положение основного G пика не меняется и составляет 1550 см⁻¹ в исследуемом диапазоне мощности разряда. Из рис.1 видно, что интенсивность G пика зависит от мощности и от содержания палладия. Увеличение мощности влияет на соотношение и энергетическое состояние sp² и sp³ узлов пленки, что приводит к

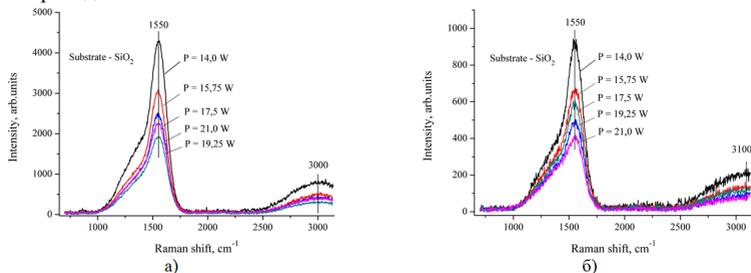


Рис.1 Спектры КРС в DLC a-C<Pd> пленках: а) X_{Pd}=0,0 ат.%, б) X_{Pd}=0,17 ат.%

изменению интенсивности G пика. Появление наночастиц палладия приводит к уменьшению интенсивности G пика примерно в 5 раз при концентрации $X_{Pd} = 0,17$ ат.%. Кроме этого наблюдаем изменение положения второго порядка на 100 см^{-1} . Появление второго порядка связывают с фоновыми C-C связями с определенными длинами и углами между связями. Изменение длин и углов C-C связей влияет на интенсивность G пика.

Оптические свойства исследуемых пленок были изучены на спектрофотометре Lambda 35. По стандартной методике рассчитан коэффициент поглощения α . Определена ширина запрещенной зоны (E_g) при $\alpha \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha d \sim 1$, где d – толщина пленки [4]. Нужно отметить, что структуры a-C, значение E_g которых меньше 1 эВ относятся к графитоподобным структурам [5]. В интервале значений E_g от 1 до 2,3 эВ аморфные пленки углерода относятся к DLC структурам. На рис.2 приведена зависимость оптической ширины запрещенной зоны от мощности ионно-плазменного разряда для чистой пленки и двух концентрациях палладия.

Как видно из рис.2 ширина запрещенной зоны уменьшается с увеличением мощности разряда. Кроме этого, наблюдаем уменьшение E_g с увеличением концентрации палладия. Существенное изменение E_g наблюдается уже при концентрациях палладия 0,03 ат.%. При концентрациях Pd 0,17 ат.% и мощности ионно-плазменного разряда более 17Вт структура пленок переходит в графитоподобную структуру. Но согласно спектрам КРС положение G пика не изменяется, возможно, часть молекулярных структур из sp^2 узлов в результате изменения длин и углов C-C связи перешло в другое энергетическое состояние, фоновый спектр которого является запрещенным в области КРС. В тоже время увеличение sp^2 узлов приводит к увеличению π электронов формирующих края валентной зоны и зоны проводимости. Увеличение плотности π электронов уменьшает ширину запрещенной зоны.

Таким образом, можем заключить, что наблюдается существенное изменение оптических свойств алмазоподобных углеродных пленок с введением в углеродную матрицу наночастиц палладия. Это позволит наиболее эффективно управлять электронными процессами в DLC пленках и создавать на их основе новые приборы нанoeлектроники.

Литература

- [1] F.G.Celii, J.E.Butler *Annu. Rev. Phys. Chem.* **42**, 643, (1991)
- [2] A.Gangopadhyay. *Tribology Letters.*, **5**, Issue 1, 25-39 (1998)
- [3] P.W.Shum, Z.F.Zhou, K.Y.Li, C.Y.Chan. *Thin Solid Films.* **458**, 203 (2004)
- [4] J. Tauc: *Prog. Semicond.* **9**, 89 (1965).
- [5] J. Robertson. *Mater. Sci. and Eng R.* **37**, 129 (2002)

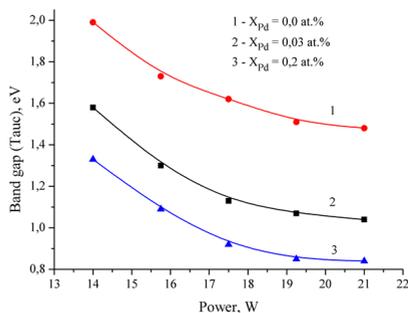


Рис.2 Зависимость оптической ширины запрещенной зоны от мощности разряда.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ ФУЛЛЕРЕНА C_{70} ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 45 ГПа

Д.Н. Соколовский^{1,2}, П.С. Зеленевский², Я.Ю. Волкова²

¹Уральский государственный медицинский университет Минздрава России, Екатеринбург

²Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург

тел: (343) 389-9564, эл. почта: sokolovskiy1@gmail.com

В работе было проведено исследование влияния высокого давления на электрические свойства кристаллического фуллерена C_{70} . Полученные в ходе экспериментов барические зависимости электросопротивления и термоЭДС, а также температурные зависимости сопротивления, демонстрируют ряд фазовых преобразований, через которые проходит фуллерен C_{70} под воздействием высокого давления.

При высоких давлениях в кристаллах C_{60} и C_{70} наблюдается образование новых фаз углерода с ковалентными связями между атомами различных молекул фуллеренов [1, 2]. Также, в случае фуллерена C_{60} , наблюдали формирование алмазоподобной структуры без дальнего порядка [3]. Изучение механизмов преобразования одной углеродной формы в другую, и получение новых углеродных структур с уникальными электрическими и механическими свойствами, на сегодняшний день, представляет значительный интерес для многих отраслей промышленности.

Аморфизация C_{60} необратима, т.к. сопровождается полимеризацией, искажающей форму молекулы. Молекулы C_{70} обладают меньшей сжимаемостью и проявляют большую структурную стабильность, по сравнению с C_{60} [4]. Поэтому процесс аморфизации C_{70} при давлениях порядка 20 – 25 ГПа обратим.

В эксперименте использовалась камера высокого давления с алмазными наковальнями типа “закругленный конус-плоскость”. Методика позволяет изучать образец при последовательном увеличении и снижении давления, выдерживать его под нагрузкой в течение длительного времени [5]. Исследования структуры C_{70} проводились с помощью системы отображающей конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния Alpha 300 AR. Измерения спектров комбинационного рассеяния проводились в УЦКП “Современные нанотехнологии” УрФУ.

С точки зрения электронных свойств, фуллерены и их производные в конденсированной фазе можно рассматривать как полупроводники n-типа [4]. В области давлений 20 – 45 ГПа, наблюдается слабая зависимость электросопротивления от температуры, причем с увеличением давления она значительно снижается. При давлениях, не превышающих 28 ГПа, зависимости $R(T)$ имеют вид, характерный для невырожденных полупроводников. При дальнейшем увеличении давления, температурная зависимость становится типичной для материалов с частично заполненной зоной проводимости. Подобные изменения могут быть вызваны аморфизацией фуллеренов под давлением [6].

Результаты *in situ* КР спектроскопии и барические зависимости электросопротивления C_{70} позволяют сделать выводы о том, что при давлении порядка 30 ГПа процесс аморфизации является обратимым. Знак коэффициента Зеебека и его величина, при учёте особенностей C_{70} и соответствующей схеме подключения, свидетельствуют об электронном типе носителей. Характер барической зависимости термоЭДС, можно объяснить процессами полимеризации фуллеренов под давлением [4].

На рисунке 1 представлены спектры комбинационного рассеяния, полученные до и после выдерживания образца под давлением 45 ГПа, в течении 12 часов при комнатной температуре. На спектре исходного образца наблюдается ряд комбинационных мод, соответствующих структурным особенностям фуллерена C_{70} . В случае образца, снятого с алмазной наковальни после эксперимента, особенности C_{70} также прослеживаются, однако, можно отметить более сильный фоновый сигнал и уширение спектральных линий. Подобные изменения в спектрах могут быть связаны с полимеризацией фуллерена C_{70} под давлением [6].

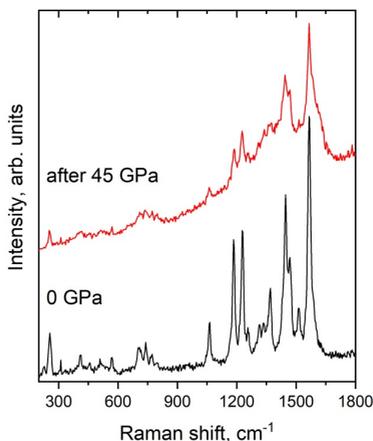


Рис. 1. КР-спектр исходного образца фуллерена C_{70} при атмосферном давлении, и спектр образца после воздействия давлением 45 ГПа

Таким образом, исследование влияния высокого давления на электрические свойства фуллерена C_{70} показало, что образец проходит через ряд фазовых преобразований. Зависимости $R(T)$, полученные при 28 и 34 ГПа, свидетельствуют о том, что при данных давлениях C_{70} проходит через стадии полимеризации и аморфизации, соответственно. Результаты КР с позволяют сделать выводы о том, что при давлении порядка 45 ГПа и комнатной температуре процесс аморфизации фуллерена C_{70} является обратимым.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (16-02-01137 и 16-02-00857).

Литература

- [1] Blank V.D. et al. *Carbon* **36** 319 (1998)
- [2] A.V. Soldatov et al. *Science* **293** 680 (2001)
- [3] Hirai H., Kondo K. *Phys. Rev. B* **51** 15555 (1995)
- [4] Макарова Т.Л. *Физика и техника полупроводников* **35** 257 (2001)
- [5] Babushkin A.N. *High Press. Res.* **6** 349 (1992)
- [6] Liu D. et al. *J. Phys. Chem. C.* **115** 8918 (2011)

ОСОБЕННОСТИ ДВУХФОНОННОГО ИК ПОГЛОЩЕНИЯ В ОБЛУЧЕННЫХ РЕАКТОРНЫМИ НЕЙТРОНАМИ АЛМАЗАХ И В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛМАЗНЫХ ПЛЕНКАХ

А.А. Хомич¹, В.Г. Ральченко^{2,3}, В.С. Седов^{2,3}

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

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва
тел.: (916) 886-8049, факс: (496) 565-2407, эл. почта: antares-610@yandex.ru

Считается, что коэффициент поглощения в области двухфونонного поглощения в алмазе имеет фундаментальный характер, поэтому спектры поглощения в области двухфононной полосы обычно используются в качестве калибровки для определения толщины при обработке спектров поглощения природных алмазов [1]. В нанокристаллических CVD АП было замечено уменьшение поглощения в этом диапазоне на 10–20 % без изменения спектральной формы, что объяснялось малыми размерами алмазных кристаллитов и наличием включений неалмазной фазы [2]. Вместе с тем пленках аморфного гидрогенизированного углерода а-С:H,Сu, осажденных в процессе плазменного сораспыления графита и меди, содержащих алмазные кристаллы размером ~ 4 нм [3], наблюдалось аномально высокое двухфононное поглощение, что было объяснено как эффектом конфинмента фононов [3], так и за счет дипольного момента, возникающего на границе наноалмаз-легированный медью графит [4].

Алмаз за счет рекордно высокой энергии межатомных связей, отсутствия ионности связей и ничтожной роли подпороговых процессов дефектообразования является рекорсменом радиационной стойкости, превосходя имеющий такую же кристаллическую структуру кремний по этому параметру на 1.5-2 порядка для разных видов ионизирующих излучений. За счет рекордно высокой температуры Дебая для алмаза комнатные температуры являются достаточно низкими, что позволяет использовать алмаз как модельный при проведении исследования трансформаций дефектов, процессов радиационного разупорядочивания и аморфизации кристаллов при их радиационном повреждении (РП).

В работе в зависимости от величины флюенса быстрых реакторных нейтронов ($1 \times 10^{18} \div 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$) исследовано поведение спектров ИК поглощения полированных пластин CVD алмаза. Обнаружено, что РП алмазов может приводить к уширению, ослаблению и длинноволновому смещению полосы двухфононного поглощения (рис.1). Изучены трансформации ИК спектров РП алмазов в зависимости от температуры последующего восстанавливающего отжига в вакууме в диапазоне температур изохронных отжигов от 200 до 1700 °С (рис. 2). Установлено, что полосы поглощения на длинноволновом краю двухфононной полосы с максимумами вблизи 1805, 1900 и 1925 см^{-1} (рис.1) обусловлены не двухфононным поглощением, а колебаниями комплексов собственных дефектов. В работе обсуждается влияние уровня механических напряжений в РП алмазах, обусловленных высокой концентрацией комплексов собственных дефектов, процессами аморфизации алмаза и образования неалмазных sp^3 -аллотропов углерода, как на смещение экстремумов спектров двухфононного ИК поглощения (рис.2), так и на величину константы взаимодействия «фотон – двухфононный процесс». Результаты по ИК спектроскопии РП алмазов сопоставляются с данными по спектрам комбинационного рассеяния света 1-го и 2-го порядков в кристаллах со структурой алмаза, обладающих различным структурным совершенством.

В СВЧ-плазмохимическом реакторе ARDIS-100 (производство ООО «Оптосистемы», Троицк) из смесей газов метан/водород/азот на монокристаллических алмазных [5] и на кремниевых подложках осаждены нано- и микро/нанокристаллические алмазные пленки (АП) толщиной от нескольких десятков до сотен нм, исследованы изменения их морфологии и структуры в зависимости от условий осаждения, измерены ИК спектры и рассчитаны спектры поглощения. Обнаружено, что в ИК спектрах нано- и микро/нанокристаллических АП, как и в РП алмазах, также наблюдается существенное уменьшение коэффициента двухфотонного поглощения. В докладе обсуждается влияние высоко концентрации собственных дефектов, упругих напряжений, включений аморфного алмаза и гидrogenизированного алмазоподобного углерода на спектры ИК поглощения нано- и микро/нанокристаллических АП.

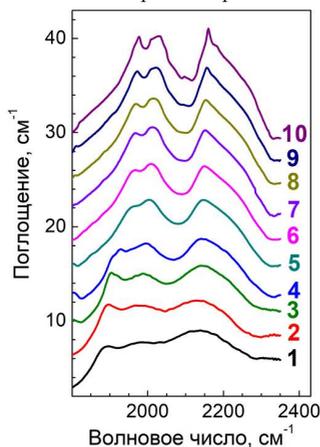


Рис. 1. Трансформация при последовательных изохронных (1 час) отжигах формы полосы двухфотонного поглощения CVD АП, облученной быстрыми нейтронами (флюенс $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$). Спектр 1 после отжига РП алмаза при 300 °С, 2 – 400 °С, 3 – 550 °С, 4 – 700 °С, 5 – 900 °С, 6 – 940 °С, 7 – 1080 °С, 8 – 1285 °С, 9 – после отжига при 1555 °С и 10 – измерен на необлученной CVD АП. Спектры 2-10 последовательно смещены по вертикали на 3 см^{-1} по отношению к следующему.

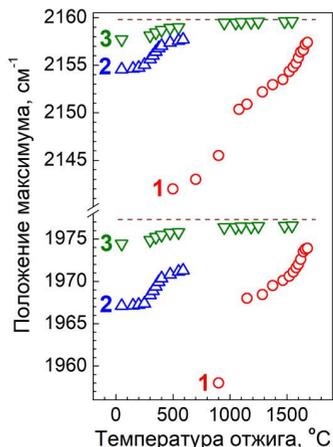


Рис. 2. Положение характерных экстремумов в спектрах ИК поглощения CVD АП, облученной быстрыми нейтронами с флюенсами $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$ (1), $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (2) и $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (3) в зависимости от температуры отжига. Пунктиром обозначены положения соответствующих ИК полос в неповрежденном алмазе.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 18-72-00076.

Литература

- [1] S. Eaton-Magaña, T. Ardon, A.M. Zaitsev *Diamond Relat. Mater.* **71** 20 (2017)
- [2] C.J. Tang, A.J. Neves, M.C. Carmo *Diamond Relat. Mater.* **14** 1943 (2005)
- [3] V.I. Ivanov-Omskii, T.K. Zvonareva, G.S. Frolova *Phys. Sol. State* **41** 286 (1999)
- [4] S.G. Yastrebov, R. Smith, V.I. Ivanov-Omskii *Philos. Magazine B* **80** 1219 (2000)
- [5] E.E. Ashkinazi, R.A. Khmel'nitsky, V.S. Sedov, A.A. Khomich, A.V. Khomich, V.G. Ralchenko *Crystals* **7** 166 (2017)

ДЕФЕКТНАЯ СТРУКТУРА АЛМАЗОВ, АМОРФИЗОВАННЫХ ВЫСОКОДОЗОВЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ РЕАКТОРНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.А. Хомич^{1,2}, А.А. Аверин³, С.Н. Бокова-Сирош², А.Н. Деревяго⁴, М.В. Козлова⁵,
Н.А. Поклонский⁴, А.Ф. Попович^{1,2}, Р.А. Хмельницкий^{1,6}, А.В. Хомич¹

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

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

³Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва

⁴Белорусский государственный университет, Минск

⁵Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

⁶Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

тел: (916) 886-8049, факс: (496) 565-2407, эл. почта: antares-610@yandex.ru

Алмаз за счет рекордно высоких атомной плотности, теплопроводности, скорости звука, твердости и способности работать в экстремальных условиях — в агрессивных средах, при высоких температурах и уровнях радиации, является перспективным материалом для изготовления электронных устройств с экстремальными параметрами и датчиков ионизирующего излучения [1]. Радиационное разупорядочение, индуцированное облучением быстрыми нейтронами и другими высокоэнергетическими частицами, широко используется как метод изучения исходного состояния широкозонных кристаллов, а также как способ модификации их структуры и физических свойств.

В работе исследованы оптические, электрические и теплофизические свойства кристаллов алмазов, облученных быстрыми реакторными нейтронами с флюенсами от 1×10^{18} см⁻² до 2×10^{20} см⁻². Измерения спектров комбинационного рассеяния света (КР) и фотолюминесценции (ФЛ) проводилось Horiba Jobin Yvon LabRAM HR, Bruker Senterra Raman, Renishaw's in Via Reflex и Nanofinder HE рамановскими спектрометрами с возбуждением на 473, 488 и 532 нм. Спектры поглощения измерялись в диапазоне от 400 до 28000 см⁻¹ Фурье-спектрометрами Bruker Spectrum 100 Optica и Bruker 70v. Температуропроводность образцов измерялась в диапазоне температур от 230 до 395 К лазерным флэш-методом. Отжиг облученных алмазов проводился как лазерным лучом в КР спектрометрах, так и в кварцевой и графитовых печах при температурах до 1700 °С.

После облучения нейтронами спектры КР алмазов вследствие эффекта конфайнмента фононов имели вид, характерный для разупорядоченного материала с интенсивной широкой низкочастотной полосой, обусловленной наличием аморфизованных областей, набором полос, соответствующих по частотам колебаниям акустических и оптических фононов в особых точках зоны Бриллюэна, а также серии узких полос дефектного происхождения. Форма измеренных спектров КР была близка к наблюдающейся в природных алмазах, имплантированных тяжелыми ионами с энергиями в сотни МэВ [2]. В спектрах ИК поглощения облучение алмазов нейтронами приводит к появлению запрещенной в совершенном алмазе правилами отбора однофононной полосы (400-1300 см⁻¹), форма и интенсивность которой зависят от величины флюенса нейтронов, а также нескольких десятков узких полос в диапазоне от 1350 до 17400 см⁻¹, обусловленных локальными колебаниями радиационных точечных и, предположительно, линейных дефектов (рис. 1). Большая часть исследованных полос ИК поглощения и КР ранее в оптических спектрах алмазов не регистрировалась [3]. После облучения нейтронами с флюенсом 2×10^{19} см⁻² величины теплопроводности алмаза при 300 К снижались примерно в 200 раз до величин, характерных для аморфного углерода.

На основании исследования влияния термических отжигов на спектры ИК поглощения облученных нейтронами алмазов показано, что индуцированное нейтронным облучением поглощение немонотонно зависит как от величины их флюенса, так и от температуры отжигов. Для однофонной полосы в спектрах нейтронно-облученных алмазов по графикам Аррениуса выделено три характерных интервала – до 900-1000 °С (температура диффузии одиночных вакансий), от 1000 до 1550 °С и от 1550 °С до температуры спонтанной графитизации поверхности алмаза, причем форма спектра однофонной полосы во втором и третьем интервалах изменяется незначительно. Показано, что все интенсивные полосы на спектрах однофонового поглощения в радиационно-поврежденных алмазах соответствуют максимумам плотности фонных состояний в алмазной решетке. Проведено сопоставление зависимостей от температуры отжига коэффициентов поглощения узких полос в ИК спектрах поглощения (рис. 1), как между собой, так и относительно интенсивностей узких полос в диапазоне 1350-2000 см^{-1} в спектрах КР тех же образцов. В докладе обсуждается природа и строение дефектов, ответственных за различные группы узких полос в спектрах КР и ИК поглощения радиационно-поврежденных алмазов.

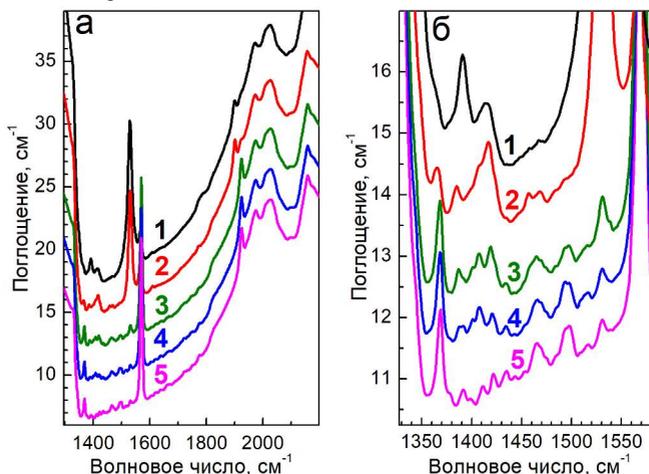


Рис. 1. Трансформация спектров поглощения осажденного из газовой фазы алмаза, облученного быстрыми нейтронами (флюенс $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$) при последовательных изохронных (1 час) отжигках: (1) 50 °С, (2) 300 °С, (3) 400 °С, (4) 450 °С, (5) 550 °С. На (б) показан участок 1300-1600 см^{-1} рисунка (а) в увеличенном масштабе. Для наглядности все спектры смещены по оси ординат.

Работа выполнена при поддержке грантов 17-52-04085 Российского фонда фундаментальных исследований и Ф17РМ-091 Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Литература

- [1] R.S. Sussmann *CVD Diamond for electronic devices and sensors* (New York: Wiley) 572 p. (2009)
- [2] O.N. Poklonskaya, A.A. Khomich *J. Appl. Spectr.* **80** 715 (2013)
- [3] A.M. Zaitsev *Optical Properties of Diamond. A Data Handbook* (Springer, Berlin) 502 p. (2001)

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ОКСИДА ГРАФЕНА

А.А. Бабаев¹, М.Е. Зобов¹, Д.Ю. Корнилов², С.В. Ткачев², Е.И. Теруков³, В.С. Левицкий⁴

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение наук Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН

²ООО «АкКо Лаб»

³Федеральное государственное бюджетное учреждение наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

⁴ООО «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике»

эл. почта: babaev-arif@mail.ru

В данной работе приводятся результаты исследования температурной зависимости сопротивления оксида графена в процессе непрерывного нагрева и охлаждения в атмосфере аргона в интервале температур 300 -550К.

На рис.1. представлены результаты исследования температурной зависимости сопротивления в режиме динамического нагрева - 1 и охлаждения - 2 и последующего нагрева - 3.

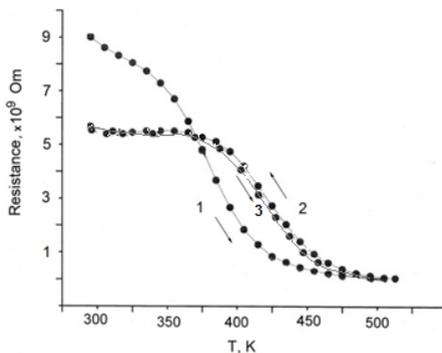


Рис.1. Температурная зависимость сопротивления оксида графена в процессе нагрева - 1, охлаждения - 2 и последующего нагрева - 3.

Видно, что в процессе нагрева и охлаждения исходного оксида графена сопротивление уменьшается от $9 \cdot 10^9$ Ом до $5.6 \cdot 10^9$ Ом при комнатной температуре, а в интервале температур 300-550К сопротивление уменьшается до $0.8 \cdot 10^9$ Ом. В температурном интервале 370-550К сопротивление меняется по активационному закону. В процессе охлаждения оксида графена в области температур 300-370К сопротивление оксида графена постоянно. На температурной зависимости сопротивления наблюдается гистерезис. При последующем нагреве оксида графена сопротивление изменяется по кривой 2 рис.2. Для объяснения полученных результатов проведены исследования оксида графена методом комбинационного рассеяния (КРС), который дает информацию о внутримолекулярных, межмолекулярных взаимодействиях и релаксационных процессах.

На рис. 2(а) приведены типичные спектры КРС оксида графена. Видно, что в спектрах КРС присутствуют типичные узкие линии с положением максимума вблизи 1320 см^{-1} (линия D) и 1582 см^{-1} (линия G), а также 2D-полоса $\sim 2720 \text{ см}^{-1}$.

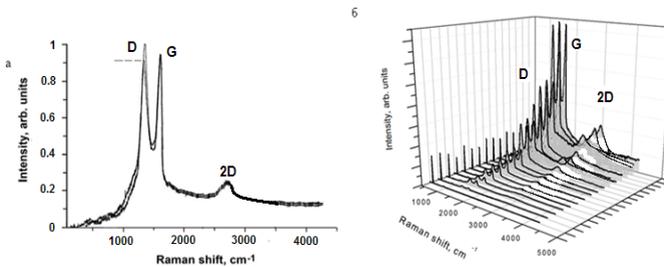


Рис.2. Спектры комбинационного рассеяния оксида графена а) до и после нагрева и охлаждения при $T=300\text{K}$. б) массив спектров КРС как функция числа слоев, расположенные по степени возрастания их интенсивности.

На рис. 2(б) приведен массив спектров КРС образца оксида графена. Интенсивность спектров КРС в различных точках слоя оксида графена существенно меняется и зависит от толщины слоя. Однако во всех спектрах существуют две основные D и G линии. Используя результаты работы [1], авторы которой показали зависимость толщины слоя оксида графена от интенсивности линии G в спектрах КРС, определили толщину слоя оксида графена в диапазоне от 1 до 10 слоев. Природа данных пиков связана с колебаниями sp^3 -гибридизированных (полоса D) и sp^2 – (полоса G) фрагментов углеродной сетки [2,3]. Отношение интенсивностей D и G полос (I_D/I_G) пропорционально количественному отношению областей со связями углерода sp^3 -гибридизации и областей со связями углерода sp^2 -гибридизации, а также количественному отношению атомов кислорода и атомов углерода (O/C) в структуре оксида графена [4]. С увеличением температуры оксида графена отношение интенсивности (I_D/I_G) уменьшается от 1 до 0.95 (рис.2.), свидетельствует о том, что в оксиде графена уменьшается содержание кислорода и увеличивается доля областей углеродной сетки с sp^2 -связями. Высокая интенсивность и значительная ширина линии D в спектрах КРС указывает на большую концентрацию структурных дефектов. Используя результаты работы [5], в которой была предложена модель и методы расчета концентрации структурных дефектов в графене, нами была определена концентрация дефектов в структуре оксида графена $N_d \sim 1 \cdot 10^{14} \text{см}^{-2}$. Удаление кислородсодержащих функциональных групп сопровождается уменьшением электрического сопротивления, приводит к изменению структуры оксида графена, в результате наблюдается гистерезисное поведение температурной зависимости сопротивления, которое исчезает при последующем нагреве. Из-за сильной связи кислорода с углеродом в интервале температуры 300-370K сопротивление оксида графена термостабильно. Дальнейшее уменьшение сопротивления от $0.8 \cdot 10^9 \text{ Ом}$ будет сопровождаться при более высоких температурах, свыше 550K.

Литература

- [1] X.Diez-Betriu, S. Alvarez-Garsia, C Botas, J. Mater. Chem. V.6 LP. 6905 (2013)
- [2] K.N Kudin., V.Ozbas, H.C Schniepp. NanoLetters.. V. 8. P. 36 (2008)
- [3] Г.Н Александров., С.А. Смагулова, А.Н. Капитонов.и др. Российские нанотехнологии.. Т. 9. С. 18 (2014)
- [4] M.M Lucchese, F. Stavale, E.H.M. Ferreira, et al. Carbon.. V. 48. P. 1592 (2010)
- [5] K Yang, K. Ни, Y. Wang, T. Yu. Carbon.. V. 52. P. 528 (2013)

БАРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ И ТЭДС ГРАФИТА ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Т.К. Петросян, Суханова Г.В., Тебеньков А.В., Г.В. Тихомирова

УрФУ им. Б. Н. Ельцина, Екатеринбург

тел: (343)261-74-41, факс: (343)350-74-01, эл. почта: Galina.Tikhomirova@urfu.ru

Воздействие высокого давления на графит приводит к образованию новых углеродных связей и переходу из sp^2 к sp^3 -гибризованному состоянию. Следствием данного процесса является появление кубического и гексагонального алмазов [1], а также фазы высокого давления (к примеру, М-углерода [2,3] или C48(2i+1) [4]). Для фазового перехода от графита к алмазу помимо давления требуется ещё и высокая температура [5].

Ряд исследовательских групп теоретическими [1] и экспериментальными [6] методами обнаружили сверхтвёрдую фазу углерода, которая отличается по структуре от алмаза и формируется под воздействием высокого давления при комнатной температуре. Однако, данные, касающиеся этого перехода, остаются неоднозначными. Также было обнаружено, что образование этой углеродной фазы зависит от типа исходного материала (например, порошок, монокристалл, пиролитический графит) [6]. Поэтому изучение свойств различных типов графита под воздействием высокого давления по-прежнему представляет большой интерес.

В этой работе представлены результаты исследований барических зависимостей проводимости и термоэлектродвижущей силы (ТЭДС) трёх типов графита (порошкообразный графит малозольный особо чистый (ГМЗ ОСЧ), высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ) и природный графит (ПГ) из приангарского месторождения) при комнатной температуре.

Измерения проводились в камере высокого давления с алмазными наковальнями из синтетических алмазов «карбонадо». Методика позволяет проводить исследование одного и того же образца несколькими циклами увеличения – снижения давления на образец. Измерения ТЭДС для образцов проводили следующим образом: на каждом шаге увеличивали давление на 1-3 ГПа и измеряли зависимость ТЭДС от времени до установления постоянного значения, потом вновь увеличивали давление и так до определенного давления, после которого также пошагово уменьшали давление. В следующем цикле измерений давление повышали до более высокого. Циклы проводили до давлений 16, 19, 29, 35,5, 47 ГПа. Время выдержки образца в каждой точке при постоянном давлении составляло от 1 минуты до нескольких часов.

На зависимостях $R(P)$ всех образцов графита обнаружен ряд особенностей. Причем если для образцов ГМЗ ОСЧ и ПГ область обнаруженных особенностей несколько размыта и составляет 20-35 ГПа, то для ВОПГ особенности наблюдаются в двух областях давлений - 20-27 и 30-35 ГПа. Наблюдавшиеся особенности связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях [7].

На рис. 1 представлены барические зависимости ТЭДС для ВОПГ и ГМЗ ОСЧ. Из рис. 1а видно, что зависимости ТЭДС(P) для циклов, измеренных до 16 и до 19 ГПа, почти не отличаются, гистерезис практически отсутствует. Для циклов при давлениях до 29 и до 35 ГПа характерно наличие большого гистерезиса, что указывает на формирование новой фазы. И, наконец, для цикла, измеренного до 47 ГПа видно, что гистерезис становится незначительным, т.е. новое состояние уже сформировалось.

Для образца ГМЗ ОСЧ ситуация несколько отличается. Не обнаружено третьего этапа (полного формирования нового состояния). Возможно, для порошкооб-

разного образца требуется либо большее давление, либо предварительная обработка (например, более длительная выдержка при высоком давлении).

Для образцов природного графита характерно наличие большого гистерезиса для зависимостей ТЭДС(Р), однако зависимости ТЭДС(Р) при измерениях до 47 ГПа хотя и имеют меньший гистерезис, чем для ГМЗ ОСЧ, но гистерезис присутствует. Кроме того, в отличие от ВОПГ и ГМЗ ОСЧ для природного графита наблюдается рост ТЭДС в зависимости от цикла нагружения, что требует дополнительных исследований.

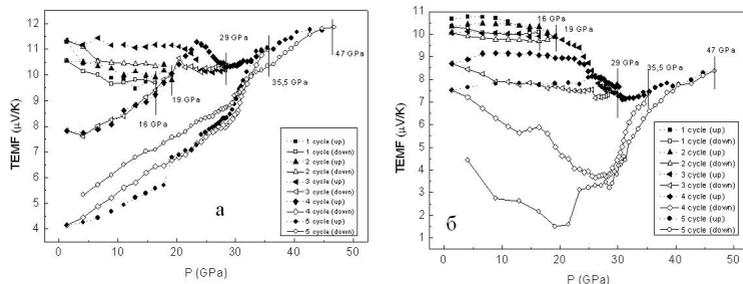


Рис.1 Барическая зависимость ТЭДС: а) ВОПГ; б) ГМЗ ОСЧ.

Таким образом, на зависимостях R(P) образцов ГМЗ ОСЧ и ПГ обнаружен ряд особенностей, которые в большинстве своём обратимы при снятии нагрузки. Возможно, для этих образцов требуются либо большие давления, либо предварительная обработка. На барических зависимостях сопротивления для ВОПГ особенно выразены сильнее, что, по-видимому, связано с высокой ориентацией плоскостей в этом образце.

Так как исследование ТЭДС является более структурно чувствительным методом, особенности на графиках ТЭДС(Р) более ярко выражены, чем для зависимостей R(P). Однако области давлений, в которых обнаружены особенности, совпадают для обеих методик. Из результатов исследования барической зависимости ТЭДС для ВОПГ можно сделать вывод, что возможно получение относительно стабильной углеродной фазы высокого давления. Для ГМЗ ОСЧ и природного графита, при равных условиях эксперимента (данного диапазона давлений и времени обработки давлением) недостаточно для окончательного формирования новой фазы. Т.е. фазовый переход в графите при высоком давлении зависит от вида исходного образца.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-02-01137 и 16-02-00857).

Литература

- [1] J. Zhai, A. Wan, W. Wu *Mod. Phys. Lett. B* **29** 1530011 (2015)
- [2] A. R. Oganov, C. W. Glass *J. Chem. Phys.* **124** 244704 (2006)
- [3] Q. Li, Y. Ma, A. R. Oganov, et. all. *Phys. Rev. Lett.* **102** 175506 (2009)
- [4] N. Xu, J.-F. Li, B.-L. Huang, B.-L. Wang *Chin. Phys. B.* **25** 016103 (2016)
- [5] V.D. Blank, V.D. Churkin, B.A. Kulnitskiy, et. all. *Nanotechnology* **29** 115603 (2018)
- [6] Y. Wang, K. K. M. Lee *J. Superhard Materials* **34** 360 (2012)
- [7] T. K. Petrosyan, G. V. Tikhomirova, D. K. Kuznetsov *J. Phys.: Conf. Ser.* **653** 012096 (2015)

ПЕРКОЛЯЦИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В DLC a-C<Pd_x> ПЛЕНКАХ

А.П. Рягузов, Р.Р. Немкаева, Н.Р. Гусейнов

ННЛОТ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Республика Казахстан
тел: +7(705) 205-8001, эл. почта: ryaguzov_a@mail.ru

В работе рассмотрен вопрос возможности управления электронными свойствами аморфных алмазоподобных углеродных пленок a-C модифицированных наночастицами палладия. Синтез DLC a-C<Pd_x> пленок осуществляется методом магнетронного ионно-плазменного со-распыления комбинированной мишени из углерода (99,999%) и палладия (99,9%) в атмосфере аргона (99,999%). Мощность постоянного тока ионно-плазменного разряда составляла 15,75 Вт при давлении газа аргон 0,7 Па. Температура подложки в процессе синтеза не превышала 50°C. Концентрация палладия определялась методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии на устройстве EDAX (USA) и изменялась от 0,09 ат.% до 1,44 ат.%. Толщина пленок менялась от 45 нм до 60 нм, в зависимости от концентрации палладия. Методом комбинационного рассеяния света (КРС) провели исследование локальной структуры углеродной матрицы a-C пленок на установке NTegra Spectra (NT-MDT, Россия).

Спектр КРС состоит из основного G пика на частоте 1555 см⁻¹ и плеча в низкочастотной области. Добавление наночастиц Pd приводит к уменьшению интенсивности G пика, но при этом его положение не меняется. Известно, что при положении пика на частоте 1555 см⁻¹ концентрация sp³ узлов в пленке достигает ~40-60%. Такие пленки, как правило, называют алмазоподобными углеродными пленками. Изменение интенсивности связано с изменением в соотношении связей sp² и sp³ узлов. Для более детального исследования локальной структуры провели разложение КРС на составляющие по методу Гаусса, согласно в работе [1]. Разложение спектров показало, что с увеличением концентрации палладия более 0,48 ат.% концентрация sp² узлов увеличивается. Данные результаты коррелируют с изменением оптической ширины запрещенной зоны (E_g). По температурной зависимости проводимости и изучению термо-ЭДС показано, что проводимость осуществляется по локализованным состояниям вблизи дна зоны проводимости или по E_c зоне. Значения проводимости, при температуре 300К, в диапазоне концентраций от 0,07 ат.% до 1 ат.% увеличиваются в 10⁸ раз, т.е. наблюдаем перколяционный механизм проводимости. При концентрациях от 1 ат.% до 2 ат.% проводимость пленок a-C<Pd_x> не меняется, достигая значения ~10² (Ом·см)⁻¹.

Перколяционная проводимость обусловлена порогом протекания заряда. Порог протекания связывают с возможностью открывания определенного канала проводимости заряда. Возникновение проводимости возможно в результате понижения потенциального барьера между наночастицами палладия. Начало увеличения проводимости происходит в алмазоподобных образцах, т.к. DLC структура в пленках сохраняется до концентраций палладия 0,2 ат.%. Канал проводимости в DLC структуре между наночастицами Pd осуществляется по sp² узлам, их концентрация может достигать 30÷60%. Увеличение наночастиц палладия, приводит к изменению структуры аморфной углеродной пленки, уменьшению расстояния между ними и увеличение sp² узлов приводит к резкому понижению потенциального барьера протекания заряда между наночастицами.

Литература

[1] А.П.Рyaguzov, G.A.Yermekov, T.E.Nurmyatov, R.R.Nemkayeva, N.R.Guseinov, R.K.Aliaskarov J. Mater. Res., Vol.31, No.1, p.127-136 (2016)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА КРИСТАЛЛА 6Н - SiC

В.Вал. Соболев¹, В.В. Соболев²

¹ Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова,
Ижевск

² Удмуртский государственный университет, Ижевск
e-mail: Soboleff.val@yandex.ru¹, sobolev@uni.udm.ru²

Определен спектральный комплекс оптических функций кристалла 6Н – SiC в области 0-30 эВ для поляризации $E_{\perp c}$. Спектр диэлектрической проницаемости разложен на элементарные девять компонент с установлением их основных параметров, в том числе энергии максимума и силы осциллятора. Обсуждены основные особенности спектров оптических функций и параметров элементарных компонент. Расчеты выполнены на основе экспериментального спектра отражения в области 4-25 эВ для $E_{\perp c}$ [1] и компьютерных программ, составленных с помощью интегральных соотношений Крамерса-Кронига, метода объединенных диаграмм Арганда и формулы для эффективного количества валентных электронов, участвующих в формировании каждой полосы.

Среди полупроводников карбид кремния SiC выделяется как самый высокотемпературный с температурой Дебая ~ 1200 К, благодаря многим уникальным свойствам (высокой механической прочности, радиационной и химической стойкости) и широкому применению при производстве мембран, тензодатчиков, транзисторов, диодов и различных типов гетероструктур [2]. Его энергетические зоны и спектры некоторых оптических функций рассчитаны различными методами, в том числе с учетом квазичастичных и экситонных эффектов. При этом спектры $\epsilon_2(E)$ представлены в ограниченной области энергии 4-10 эВ и только в интегральном виде. Отсутствие детального рассмотрения вкладов отдельных полос двух типов составляет существенный недостаток теоретических расчетов, обусловленный отсутствием конкретной количественной модели метастабильных экситонов и их конкуренции с междузонными переходами [3,4].

На основе известного экспериментального спектра отражения рассчитаны спектры многих оптических функций, максимумы которых приведены в таблице 1. Все кривые оптических спектров интенсивны только в узкой области $\sim 7-10$ эВ, за исключением $R(E)$ и $\alpha(E)$, содержащих очень широкую интенсивную полосу в области 10-20 эВ с $\alpha_{\text{макс}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$. Валентные электроны наиболее эффективно формируют полосы переходов диэлектрической проницаемости и менее эффективны у $k(E)$. В области энергии $E < 17$ эВ их участие в образовании спектров продольных объемных ($-\text{Im}\epsilon^{-1}$) и поверхностных ($-\text{Im}(1+\epsilon)^{-1}$) функций потерь энергии электронов уменьшается до ~ 1000 раз. Это очень сильное различие в участии валентных электронов при формировании поперечных и продольных функций обусловлено неодинаковой природой их происхождения: $\epsilon_2(E)$ – диссипацией энергии падающей электромагнитной волны, $k(E)$ – затуханием ее амплитуды, $-\text{Im}\epsilon^{-1}$ и $-\text{Im}(1+\epsilon)^{-1}$ – энергетическими потерями быстрых заряженных частиц. Далее полученные спектры $\epsilon_1(E)$ и $\epsilon_2(E)$ кристалла 6Н – SiC были разложены беспараметрическим методом диаграмм Арганда на девять отдельных полос (таблица 2). Полуширины полос $H_i \approx 1-2$ эВ. Силы осцилляторов f_i наибольшие у полос №2,9 и 1. Все выделенные полосы обусловлены прямыми междузонными и экситонными переходами. Во всех теоретических расчетах с участием экситонов спектр $\epsilon_2(E)$ 6Н – SiC приведен в виде интегральной кривой, на которой отмечены

вклады переходов обоих возможных типов. Это не позволяет предложить теоретическую модель природы каждой из выделенных девяти полос переходов. Примененные методы расчетов описаны в [5-9].

Таблица 1. Энергии (эВ) максимумов и ступенек (в скобках) оптических функций кристалла 6H – SiC.

№	R	ϵ_1	ϵ_2	n	k	α	$\epsilon_2 E^2$	σ	$-\text{Im}\epsilon^{-1}$	$-\text{Im}(1+\epsilon)^{-1}$
1	6.70	6.30	6.82	6.50	(6.8)	(6.8)	(6.8)	(6.8)	(6.9)	(6.9)
2	7.90	(6.95)	7.40	(7.0)	7.83	7.90	7.52	7.46	9.06	9.06
3	9.60	9.10	9.30	9.00	9.53	9.56	9.39	(9.3)	–	–
4	9.90	9.80	(9.8)	(9.8)	(9.9)	10.0	(9.8)	(9.8)	(9.8)	(9.8)
5	14.4	13.1	(13.5)	(13.2)	(13.7)	14.2	13.5	(13.2)	(13.5)	(13.4)
6	17.3	–	–	–	–	(17.0)	–	–	–	–
7	–	–	–	–	–	–	–	–	22.2	18.4

Таблица 2. Параметры разложения $\epsilon_2(E)$ кристалла 6H – SiC.

№	E_i	H_i	f_i	I_i	S_i
1	6.70	0.80	1.00	5.1	10.0
2	7.45	1.2	3.02	16.8	30.2
3	7.9	1.4	0.54	3.4	7.1
4	9.3	1.3	0.72	6.5	12.7
5	10.8	2.1	0.58	3.5	10.9
6	12.6	2.2	0.38	2.2	7.2
7	14.5	2.1	0.34	2.1	6.6
8	16.8	1.7	0.16	1.1	2.8
9	18.7	1.6	1.24	0.7	1.7

Литература

- [1] V.Rehn, I.L. Stanford, V.O. Jones, and W.J. Choyke. Proc. 13 Int. Conf. Phys. Semiconductors, Rome, Marves, p. 985 (1976)
- [2] S.A. Kukushkin and A.V.Osipov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47**, 31301 (2014)
- [3] V. Vlcek, G. Steine-Neumann, L. Leppert, R. Armiento, and S. Kummel. *Phys. Rev. B*. **91**, 035107 (2015)
- [4] P.E. Trevisanutto, A. Terentjevs, L.A. Constantin, V. Olevano, and F.D. Sala. *Phys. Rev. B*, **87**, 205143 (2013)
- [5] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура неметаллов. Том I. Введение в теорию* (Москва – Ижевск, изд. ИКИ) 583 с. (2012)
- [6] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура неметаллов. Том II. Моделирование интегральных спектров элементарными полосами* (Москва – Ижевск, изд. ИКИ) 41 с. (2012)
- [7] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура моноуглеродных сред. Том I. Алмаз. Графит. Аморфный углерод.* (Ижевск, изд. УдГУ) 514 с. (2016)
- [8] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура моноуглеродных сред. Том II. Фуллериты. Нанотрубки. Графен. Интеркалированный графит.* (Ижевск, изд. УдГУ) 723 с. (2016)
- [9] В.В. Соболев, В. Вал. Соболев, Д.В. Анисимов. *ФТП*, **50**, 30 (2016)

ИЗМЕНЕНИЕ ПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ ФУЛЛЕРЕНСОДЕРЖАЩИХ ПЛЕНОК В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ФУЛЛЕРЕНА C₆₀

А.И. Шевченко, Н.И. Карпенко, В.С. Гурченко, К.В. Работягов, А.С. Мазин
КФУ им. В.И. Вернадского, Симферополь
тел: (3652) 60-82-60, эл. почта: fotoenergy@gmail.com

Ключевым аспектом создания большинства приборов является формирование градиента физических свойств материала посредством его легирования. К примеру, включение фуллеренов позволяет улучшить сорбционные, антифрикционные характеристики, повысить коэффициент Зеебека, изменить твердость, теплопроводность и удельное сопротивление композитных материалов [1-3].

В работе рассмотрены смеси фуллеренов и фуллереносодержащих материалов. Использовались фуллерены, полученные методом плазмохимического синтеза (введено обозначение C₆₀(Zp)) и методом распыления графита (C₆₀(S-P)) [4]. Фуллереносодержащие материалы произведены методом плазмохимического синтеза (FCM(Zp)) и низкотемпературного каталитического крекинга (FCM(Sf)).

Для изготовления смесей с фуллереном фуллереносодержащий материал суспензировался в бензоле. Порционное добавление фуллеренов к полученной суспензии после взвешивания позволяло повысить их массовую долю в ней [4].

Для осаждения пленок и дальнейших замеров сопротивления была изготовлена специальная подложка из омеднённого стеклотекстолита, содержащая 4 контактные области. Расстояние между парами контактных областей составляло 2 и 1 мм. Контактные области предполагали использование как сменных, так и припаяемых контактов. На подложку с помощью стойкого к растворению в бензоле клея была закреплена кварцевая кювета, которая обеспечивала фиксированную площадь исследуемых образцов (рис. 1). Аналогичные подложки были сформированы для осаждения суспензий с различными концентрациями фуллеренов и для других партий образцов.



Рис. 1. Кювета с осаждённым образцом

Было сформировано 4 партии образцов: первая партия включала в себя смеси FCM(Zp) и C₆₀(Zp), вторая – FCM(Sf) и C₆₀(Zp), третья – FCM(Zp) и C₆₀(S-P), четвертая – FCM(Sf) и C₆₀(S-P). Соответственно партиям были введены условные обозначения смесей.

Для четырёх партий образцов построены соответствующие зависимости удельного сопротивления от концентрации фуллерена C₆₀ (рис. 2). В случае FCM(Zp)+C₆₀(S-P) при достижении концентрации фуллерена менее 13% удельное сопротивление структуры резко увеличивается. Для смеси FCM(Sf)+C₆₀(S-P) порог резкого возрастания удельного сопротивления составляет 24–25%. Использование фуллеренов C₆₀(Zp) показало резкое возрастание удельного сопротивле-

ния при 17–18% в случае смеси FCM(Zp)+C60(S-P) и 23% в случае смеси FCM(Sf)+C60(Zp) [4].

Отличия в удельных сопротивлениях исследованных смесей могут быть объяснены различиями в составе фуллеренсодержащих материалов, полученных различными методами. Кроме того, и удельные сопротивления чистых фуллеренов могут иметь расхождения в несколько порядков [5, 6].

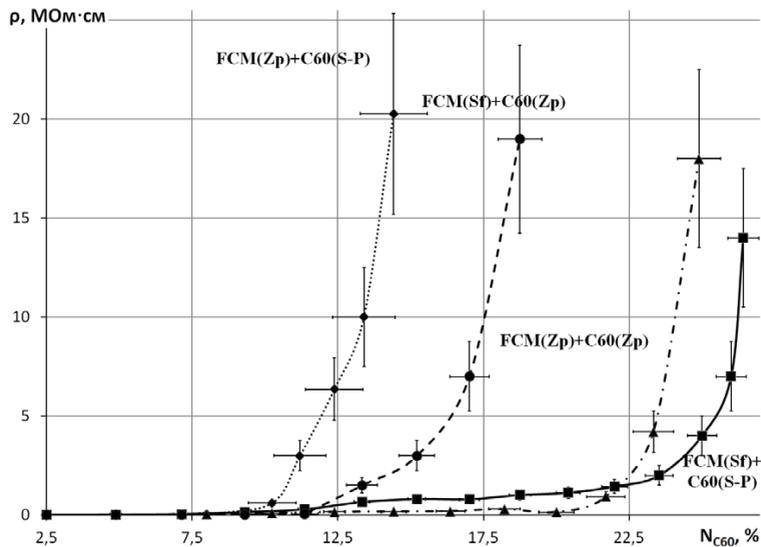


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления фуллеренсодержащих смесей от концентрации фуллерена C_{60}

Таким образом, с повышением концентрации фуллерена C_{60} происходит нелинейное увеличение удельного сопротивления его смеси с фуллеренсодержащим материалом. Соответственно, добавление фуллерена к фуллеренсодержащим материалам позволяет изменять сопротивление углеродных композитов в очень широких пределах, не меняя элементный состав смеси.

Литература

- [1] Г.С. Безручко, С.В. Разоренов, М.Ю. Попов *ЖТФ* **84** 69 (2014)
- [2] М.Е. Navgire, М.К. Lande *Inorganic and Nano-Metal Chemistry* **47** 320 (2017)
- [3] Д.А. Овсянников, М.Ю. Попов, С.Г. Буга, А.Н. Кириченко, С.А. Тарелкин, В.В. Аксененков, Е.В. Татьяна, В.Д. Бланк *ФТТ* **57** 590 (2015)
- [4] А.С. Мазинов, К.В. Работягов, В.С. Гурченко, А.С. Тютюнник *Экологический вестник научных центров ЧЭС* **2** 86 (2018)
- [5] А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов *УФН* **163** 33 (1993)
- [6] В.И. Берёзкин, В.В. Попов *ФТТ* **60** 202 (2018)

НАНОРАЗМЕРНЫЕ КЛАСТЕРЫ НА ОСНОВЕ ГИБРИДА ГРАФЕНА И ДАЙМОНДЕНА, МОДИФИЦИРОВАННЫЕ МЕТАЛЛАМИ (Fe, Ni, Co)

С.Г. Ястребов¹, М.С. Чекулаев¹

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

эл. почта: mchs89@mail.ioffe.ru

В настоящей работе представлены результаты оптимизации геометрии модифицированного металлами сконструированного нами ранее нанокластера на основе гибрида фрагмента даймондена и фрагмента графена, содержащего атомы водорода, добавленного в структуру кластера для стабилизации sp^3 связей. С целью модификации мы заменяли атомы водорода последовательно на атомы триады железа (Fe, Co, Ni). Оптимизация выполнена методами молекулярной динамики универсального силового поля и *ab initio* методом.

С целью поиска материалов, перспективных для применения в качестве поглотителей электромагнитного излучения радиочастотного диапазона, в работе приводятся принципы конструирования гибридных нанокластеров на основе атомов металлов, способных поглощать такое излучение за счет наличия у них свободных электронов и подходящего форм-фактора. С помощью математического моделирования недавно нами показано [1], что гибридная молекула, содержащая атомы углерода со смешанной гибридизацией и представляющая собой фрагмент даймондена (единичной плоскости алмаза), окруженный фрагментом графена, является устойчивой при добавлении к ней водорода для стабилизации sp^3 связей. Это указывает на роль водорода в формировании алмазной составляющей таких молекулярных структур. В настоящей работе мы заменяем атомы водорода на атомы таких карбидообразующих металлов как железо, никель и кобальт и оптимизируем геометрию молекулярным редактором Avogadro [2] и с помощью метода Хартри-Фока, имплементированного в программном пакете Gaussian 09 [3].

В качестве основы, мы взяли гетеромолекулу, из работы [1], нанокластер представлен на рисунке 1. Атомы водорода поочередно заменяли на атомы металлов (Co, Fe, Ni). После замены водорода металлами кластеры были оптимизированы таким же образом сначала в программе Avogadro, затем в программе Gaussian 09.

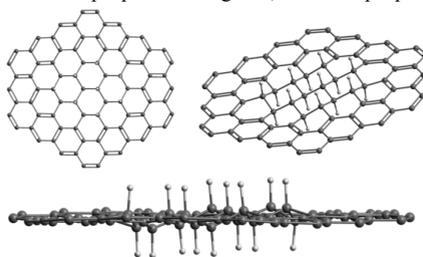


Рис. 1. На рисунке представлен внешний гибридной молекулы, представляющей собой фрагмент даймондена, состоящий из 16 атомов углерода, окруженный графеном. Атомы водорода нарисованы светло-серым цветом.

В результате оптимизации кластера с кобальтом (рисунок 2а) видно, что конфигурация молекулы практически не изменилась: фрагмент графена сохраняет свою плоскую форму, а даймонден – искривленную.

После оптимизации кластера с железом и никелем (рисунок 2б, 2в) даймонден так же сохранил искривленную конфигурацию, однако фрагмент графена начал искривляться.

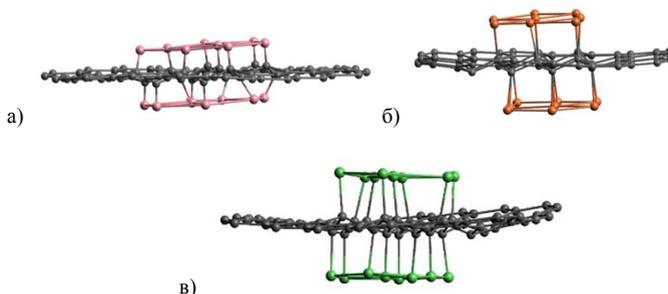


Рис. 2. Нанофрагменты, модифицированные а) кобальтом (розовые кружки), б) железом (оранжевые кружки), в) никелем (зелене кружки).

Минимальные изменения формы претерпел фрагмент, модифицированный атомами кобальта. Модификация нанофрагмента атомами железа и никеля приводит к искривлению фрагмента графена, что при других начальных условиях могло бы привести к инкапсуляции атомов металлов углеродом. С точки зрения применения полученного результата для синтеза алмаза, атомы кобальта могли бы оказаться перспективными для их технологического применения. В пользу этого заключения свидетельствуют данные работы [4], в которой авторы использовали буферный слой кобальта для улучшения нуклеации алмаза на кремниевой подложке в процессе химического осаждения алмаза из газовой фазы.

Литература

- [1] С.Г. Ястребов, М.С. Чекулаев// Письма в ЖТФ, 2019 (в печати).
- [2] M.D. Hanwell, D.E.Curtis, D.C. Lonie, T. Vandermeersch, E. Zurek, G.R. Hutchison// Journal of Cheminformatics 2012. 4:17
- [3] Gaussian 09, Revision A.02, M. J. Frisch, G. W. Trucks et. al., Gaussian, Inc., Wallingford CT. 2016
- [4] M.A. Dar, H. Abuhim, I. Ahmad, et al. Effects of cobalt and cobalt oxide buffer layers on nucleation and growth of hot filament chemical vapor deposition diamond films on silicon (100) Korean J. Chem. Eng. (2014) 31: 1271.
<https://doi.org/10.1007/s11814-014-0093-4>

Секция В.

**АМОРФНЫЙ,
МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ,
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЙ КРЕМНИЙ
И МАТЕРИАЛЫ НА ЕГО ОСНОВЕ**

ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ СЛОЕВ НАНОКРИСТАЛЛОВ SiGe В МАТРИЦЕ SiO₂

О.М. Сресели¹, А.В. Белолипецкий¹, Д.А. Грачев², И.А. Карабанова²,
А.В. Боряков², А.В. Ершов²

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

²Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

тел.: (812) 292-7936, факс: (812) 297 62 45, эл. почта: olga.sreseli@mail.ioffe.ru

Структуры с кремниевыми наночастицами в диоксиде кремния чрезвычайно привлекательны для использования в оптоэлектронике и фотовольтаике. Например, широкозонный слой диэлектрика с наночастицами Si (нанослой) может служить широкозонным окном для фотопреобразователя, что позволяет увеличить ширину диапазона и квантовую эффективность фоточувствительности в коротковолновой части спектра такой гетероструктуры [1,2]. Здесь важными являются условия формирования нанослоя, определяющие структурно-морфологические и энергетические параметры массивов квантово-размерных кремниевых наночастиц в диэлектрике: их размер, распределение и плотность, толщину и высоту барьеров и, соответственно, фотоэлектрические свойства.

Структуры нанокристаллами Si_{1-x}Ge_x в SiO₂ представляют особый интерес, поскольку позволяют управление эффективной шириной оптической щели нанослоя заданием не только размеров нанокристаллов, но и их состава «х».

Целью работы было исследование электрических и фотоэлектрических свойств гетероструктур «кристаллический кремний/нанослой SiO₂с Si_{1-x}Ge_x-нанокристаллами» для выяснения возможности их использования в качестве фотоприемников и светодиодов.

Исследуемые нанослои представляют собой массивы нанокристаллов Si_{1-x}Ge_x в матрице SiO₂, сформированные высокотемпературным (500-1100 °С) отжигом многослойных (~ до 30 слоев) нанопериодических (период 6-11 нм) структур α-Si_{1-x}Ge_x/SiO₂, полученных последовательным нанесением на кристаллическую (100) кремниевую подложку (р-тип, 1-4 Ом·см). Осаждение осуществлялось как магнетронным распылением, так и электронно-лучевым испарением [3,4]. Концентрация германия, установленная методом РСФ-микрoанализа, составила 0, 5, 15 и 100 ат. %. Измерены: вольт-амперные характеристики (ВАХ), спектральные характеристики фототока (фототока – ФТ) как со смещением, так и в режиме короткого замыкания, а также фотолуминесценция (ФЛ) и спектры пропускания в средней ИК области спектра (FTIR-спектры).

Было обнаружено, что выпрямляющий контакт «подложка – нанослой» образуется только в случае, когда первым на подложку наносится слой диоксида кремния многослойной периодической структуры. При этом прямое включение соответствует приложению отрицательного напряжения к нанослою, а положительно – к подложке. Увеличение температуры отжига повышает коэффициент выпрямления, что свидетельствует об определяющей роли перехода нанослой – подложка.

Было проведено сравнение спектральных характеристик образцов Si_{1-x}Ge_x разного состава. Поскольку нанослои очень тонкие (менее 300 нм), то основной вклад в фототок дает поглощение света в кремниевой подложке. Однако особенности, обусловленные присутствием нанослоя, существенны.

Для примера на рисунке приведены спектры фоточувствительности структур нано-Si/p-Si (кривая 1) и нано-Ge/p-Si (кривая 2). Кривая 3 соответствует неотожженной структуре с периодически чередующимися нанослоями аморфного германия (8 нм) и диоксида кремния (3 нм) на подложке р-Si. Кривые 4 и 5 даны

для сравнения: 4 – спектр Si УФ-фотодиода[5], а 5 – спектр промышленного Si-фотодиода с мелким p-n переходом. Провал в видимой области спектра кривой 3 вызван, по-видимому, не столько поглощением света в нанесенной на подложку периодической структуре, сколько отражением от ее поверхности.

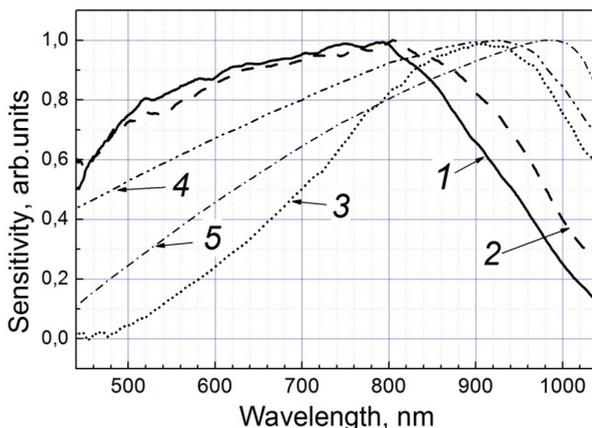


Рис. Спектры фоточувствительности исследованных гетероструктур, нормированные на единицу. Пояснения в тексте.

Оба спектра гетероструктур нанослой/p-Si (кривые 1 и 2) характеризуются расширением спектрального диапазона чувствительности в коротковолновую сторону и возрастанием чувствительности в этой области. Отметим, что относительная интенсивность структур в этой области даже больше, чем у специального УФ фотодиода.

Сдвиг длинноволнового края чувствительности в область более коротких длин волн, по нашему мнению, связан с особенностями транспорта носителей через интерфейс нанослой – подложка. Для фотоэлектронов в подложке существует потенциальный барьер на границе с более широкозонным нанослоем, который препятствует прохождению электронов с энергией, недостаточной для преодоления этого барьера. Барьер на границе раздела nano-Si/p-Si больше, чем на границе nano-Ge/p-Si, и спектр 1 больше сдвинут в коротковолновую область, чем кривая 2.

Обсуждаются различия в спектрах структур с нанослоями $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с разными значениями «x» и методы улучшения параметров структур.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант №18-52-54002.

Литература

- [1] F. Priolo, T. Gregorkiewicz, T. Galli, et al. *Nature Nanotechnology* **9**, 19 (2014)
- [2] O.S. Ken, D.A. Yavsin, P.A. Dementev, et al. *Phys. Status Solidi A* **213**, 2906 (2016)
- [3] Д.А. Грачев, А.И. Бобров, И.А. Чугров и др. *Вестник ННГУ*, **171**, 231(2013)
- [4] А.В. Ершов, Д.А. Павлов, Д.А. Грачев и др. *ФТП*, **48**, 44 (2014)
- [5] V.V. Zabrodsky, P.N. Aruev, V.L. Sukhanov, et al. *Proceedings of the 9th ISMTII-2009*, **3**, 243 (2009)

ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА СТРУКТУР С МАССИВАМИ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ В МАТРИЦАХ CeO_2 И SiO_2

А.В. Ершов, Я.Д. Кузякин, И.А. Карabanова, А.В. Нежданов, Н.В. Байдуш
Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
тел: (831) 4623306, факс: (831) 4623307, эл. почта: ershov@phys.unn.ru

Получение интенсивной люминесценции кремния при комнатной температуре является одним из актуальных направлений физики полупроводников. Проблема «непрямозонности» энергетической структуры объемного кремния и слабой излучательной способности может быть преодолена путем уменьшения размерности полупроводника до «квантовых точек» – нанокристаллов (НК Si). Создание массивов НК Si, изменение их размеров и плотности с соответствующей вариацией положения и интенсивности люминесценции возможны путем высокотемпературного отжига многослойных нанопериодических (до ~ 10 нм) структур (МНС) «аморфный кремний/диэлектрик» [1].

В докладе обсуждаются результаты сравнительного исследования влияния высокотемпературного отжига ($900\text{--}1100$ °С) на спектры фотолюминесценции (ФЛ), комбинационного рассеяния света (КРС) и ИК-поглощения МНС a-Si/CeO₂ и a-Si/SiO₂, полученных методом электронно-лучевого испарения (ЭЛИ) с толщиной слоев аморфного кремния 2–8 нм при фиксированной толщине слоев CeO₂ или SiO₂ (3 нм). Рассматриваются указанные оптические свойства при идентичной термообработке отдельных аморфных пленок диоксида церия толщиной до 300 нм.

По данным оптической конфокальной микроскопии обнаружено, что отдельные пленки диоксида церия после отжига при 1100 °С обладают сопровождаемыми кристаллизацией и образованием трещин оптическими неоднородностями со средним размером до ~ 2 мкм² и поверхностной плотностью $\sim 10^7\text{--}10^8$ см⁻².

Отжиг МНС a-Si/CeO₂ не приводит к появлению неоднородностей на поверхности структур, что обусловлено малыми толщинами CeO₂ и/или химическим взаимодействием Si и CeO₂. Спектры КРС и ФЛ МНС a-Si/CeO₂ свидетельствуют о химическом взаимодействии слоев Si и CeO₂. При толщине 2 нм максимальная интенсивность на спектре ФЛ от МНС a-Si/CeO₂ уходит в коротковолновую область $\sim 500\text{--}550$ нм. Однако у МНС a-Si/SiO₂ при тех же параметрах наблюдается размерозависимый от толщины слоев a-Si пик ФЛ при $\sim 800\text{--}875$ нм, что объясняется люминесценцией от массивов НК Si, согласно появлению пика кристаллической фазы кремния на спектрах КРС после отжига при температурах $1000\text{--}1100$ °С.

В докладе обсуждаются подходы к улучшению излучательных свойств структур с нанокристаллами кремния за счет введения церия как люминесцирующего редкоземельного элемента и оптимизации условий формирования структур.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант №18-52-54002.

Литература

[1] B.T. Sullivan, D.J. Lockwood, H.J. Labbe, Z.H. Lu Appl.Phys.Lett. **69** 3149 (1996)

ПЕРЕСТРОЙКА ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК SiO_x ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НАНОКЛАСТЕРОВ КРЕМНИЯ

В.А. Терехов¹, Е.И. Теруков², Ю.К. Ундалов², К.А. Барков¹, И.Ю. Поляков¹,
Д.А. Минаков¹, И.Е. Занин¹, О.В. Сербин¹, П.В. Середин¹.

¹Воронежский государственный университет, Воронеж

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

тел: (8473) 220-8363, эл. почта: ftt@phys.vsu.ru

Диэлектрические пленки SiO₂, Si₃N₄, Al₂O₃ с нанокластерами и нанокристаллами кремния вызывают большой интерес, т.к. благодаря размерному квантованию такие пленки могут обладать фото- и электролюминесценцией, при этом люминесцентные свойства данных пленок будут определяться размерами и концентрацией нанокластеров или нанокристаллов кремния [1]. Поэтому представляет интерес преобразовать аморфные пленки a-SiO_x с нанокластерами в аморфные пленки с нанокристаллами путем высокотемпературного отжига и проконтролировать перестройку оптических свойств.

В рамках данной работы были исследованы 3 образца a-SiO_x:H+ncl-Si [2] трех составов с содержанием нанокластеров кремния около 15 мол.%, 50 мол.% и 53 мол.%. Эти образцы были отожжены в вакууме с помощью импульсного фотонного отжига (ИФО). Исследование возможности образования нанокристаллов кремния проводилось с помощью рентгеновской дифрактометрии на дифрактометре PANalytical Empyrean V.V. с монохроматизированным Cu Kα1 излучением, в ЦКПНО ВГУ. Кроме того, для одновременного контроля как кристаллических, так и аморфных фаз на основе кремния, пленки анализировались с помощью ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии (УМРЭС) на спектрометре РСМ-500 [3]. Так же, как и в работе [2] спектры фотолюминесценции были получены на оптико-волоконном спектрометре USB4000-VIS-NIR фирмы Ocean Optics при возбуждении лазером с λ=405 нм.

Результаты комплексных исследований фазового состава пленок SiO_x с нанокластерами кремния показывают, что ИФО данных пленок приводит к образованию нанокристаллов кремния со средними размерами ~10 нм, ~50 нм и крупных кристаллитов с размерами >100 нм, а также к кристаллизации по крайней мере части оксидной фазы в гидроксид кремния H₆O₇Si₂. Причем в пленках с содержанием кластеров чистого кремния ≤50 мол.% при отжиге часть кремния уходит на формирование оксида, а часть на образование нанокристаллов кремния, а в пленке с концентрацией кластеров кремния ≥53 мол.%, наоборот при отжиге происходит частичный переход кремния из оксидной фазы в рост нанокристаллов Si.

При кристаллизации нанокластеров кремния в пленках SiO_x наблюдается спад интенсивности фотолюминесценции после ИФО, что проявляется в уменьшении соотношения сигнал-шум (Рис.1-б). Характер спектра ФЛ в образце с минимальным содержанием Si (№ 1007) после ИФО меняется слабо, но заметен спад ФЛ, видимо, в результате отжига части дефектов. В образце с большим содержанием кремния (№ 1093) ИФО приводит не только к уменьшению интенсивности ФЛ, но и к изменению структуры спектра (Рис.1-б). Максимум при ~600 нм (hν=2,07-2,08 эВ) становится слабо выраженным. Главный максимум ФЛ смещается с 500 нм к 525 нм и спектр становится похожим на ФЛ в пленке SiO₂ [2]. Наиболее богатая структура спектра ФЛ наблюдается после отжига в образце с максимальным содержанием кремния (№ 1003, Рис.1-б). Главный максимум в спектре ФЛ смещается до 2,48 эВ и далее в длинноволновую сторону до ~2,18 эВ наблюдаются еще три максимума. Затем следует резкий спад ФЛ до hν ≈1,99 эВ, после чего прояв-

ляется длинноволновое плечо до $h\nu \approx 1,65$ эВ. Можно предположить, что образование при отжиге пленок SiOx как крупных кристаллов Si, так и мелких, приводит к проявлению ФЛ с различной длиной волны, в отличие от исходных пленок, в которых аморфные кластеры имели более определенные размеры.

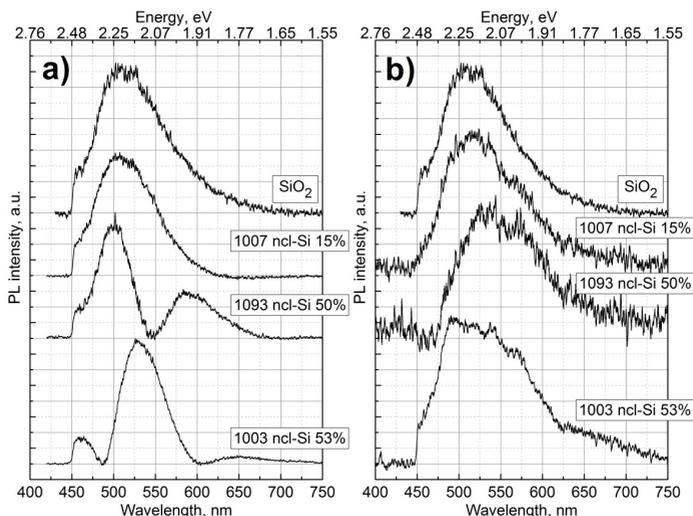


Рис. 1. Спектры фотолуминесценции пленок SiOx с различным содержанием нанокластеров кремния до отжига - (а) и после отжига (б).

Таким образом результаты исследований по кристаллизации кластеров кремния в матрице SiOx показали, что даже при очень быстром способе отжига с помощью ИФО ведет к образованию достаточно крупных кристаллитов кремния ≥ 100 нм, а также массивов нанокристаллов со средними размерами от ~ 10 нм до 50 нм. При этом идет пассивация части дефектов, в результате чего ФЛ свойства пленок по сравнению с исходными аморфными ухудшаются.

Литература

- [1] Ю.К. Ундалов, Е.И. Теруков *ФТП* **49** (2015) 887
- [2] В.А. Терехов и др. *ФТП* **50** (2016) 212
- [3] Т.М. Зимкина, В.А. Фомичев *Ультратонкая рентгеновская спектроскопия* (Изд-во Ленинградского университета) 132 с. (1971)

DEFECT DRIVEN PHOTO-GENERATED CARRIER RELAXATION IN THE BINARY ALLOYS OF Si-Ge NANOCRYSTALS

Ngo Ngoc Ha

International Training Institute for Materials Science (ITIMS), Hanoi University of Science and Technology (HUST), No.1 Dai Co Viet, Hanoi, Vietnam

Phone number: +84(0)9135.11001; e-mail: hanntb@gmail.com

Binary alloys of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, where x is the Ge composition, have attracted much attention as functional materials of both micro-electronic and opto-electronic devices in recent years. In this study, we report preparation and characterization of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ alloys nanocrystals (NCs) with varied composition x of a large range from 0 ÷ 1. The materials have been obtained by co-sputtering, followed by a heat treatment process at 600, 800 and 1000°C for 30 min in nitrogen gas atmosphere. X-ray diffraction (XRD) data have revealed the formation of single phase nanoparticles in face-centered cubic (FCC) structure of the $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ alloys. The lattice constant a of the $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ alloys NCs increased linearly with the composition parameter x . Average diameters of the single-phase nanoparticles were estimated to be between 3 - 10 nm. A direct evidence of the FCC single phase $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ nanoparticles have been obtained by high resolution transmission electron microscopy (HR-TEM). From absorption spectra, the gradual shift of the direct phononless transition identified for E_1 point in the Brillouin zone of bulk Ge is observed in the single phase $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ nanoparticles as a function of the composition parameter x . By mean of transient induced absorption, the relaxation of photo-generated carriers features multiple components, with three decay life times of $\tau \approx 600$ fs, 12 ps, and 15 ns. Deep carrier traps, identified at the boundary between the NCs and the SiO_2 host with the ionization energy of about 1 eV, are characterized by a long-range Coulombic potential. These are responsible for rapid depletion of free carrier population within a few picoseconds after the excitation, which explains the low emissivity of the investigated materials, and also sheds light on the generally low luminescence of Si/Ge and Ge NCs.

References

- [1] N. T. Giang, L. T. Cong, N. D. Dung, T. V. Quang, N. N. Ha, “*Nanocrystal growth of single-phase $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ alloys*”, Journal of Physics and Chemistry of Solids, 93 (2016) 121-125
- [2] N. N. Ha, N. T. Giang, T. N. Khiem, N. D. Dung, T. Gregorkiewicz, “*Spectral probing of carrier traps in Si-Ge alloy nanocrystals*”, PSS RRL 10 (2016), 824–827.
- [3] N. N. Ha, N. T. Giang, T. T. T. Thuy, N. N. Trung, N. D. Dung, S. Saeed and T. Gregorkiewicz, “*Single phase $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ nanocrystals and the shifting of the E_1 direct energy transition*”, Nanotechnology 26 (2015) 375701.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЫ $\text{SiO}_2\text{-nano Si}$, ЛЕГИРОВАННОЙ Er И Yb

Л.В. Григорьев¹, Н.А. Быков¹, Я.Б. Егорова¹

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 337-68-81, факс: (812) 337-68-81, эл. почта: grigoryev@oi.ifmo.ru

В настоящее время актуальна задача исследования оптических и электрофизических свойств волноводных микроструктур и активных интегрально-оптических элементов легированных РЗИ, которые предназначены для создания чип-лазеров и систем микрофотоники на кристалле [1,2]. В этих интегрально-оптических структурах ионы эрбия являются перспективным легирующим элементом, т.к. оптический переход иона $\text{Er}^{+2}: 4I_{13/2} - 4I_{15/2}$ на длине волны 1.54 мкм находится в полосе наименьших потерь волоконно-оптических линий связи с ядром из диоксида кремния. В свою очередь, ионы иттербия, являются сенсibilизатором фотолюминесценции ионов эрбия в диэлектрической матрице из диоксида кремния [3]. В настоящий момент остается нерешенной проблема легирования эрбием и иттербием матрицы из диоксида кремния без эффекта формирования преципитатов РЗИ [4,5].

В работе приведены результаты исследования вольт-фарадных характеристик и спектров фотолюминесценции, измеренных в структуре $\text{Si} - \text{SiO}_2$, содержащий в своем объеме нанокластеры Si и легированной ионами эрбия и иттербия. Процесс легирования проводился в сильно неравновесных условиях. Для создания неравновесных условий был последовательно использован фотонный и лазерно-стимулированный локальный отжиг.

Исследуемые структуры создавались на основе элионных технологий, принятых для формирования элементов тонкопленочных ИС. На предварительно очищенную от органических загрязнений поверхность пластин из кварца марки КУ-2 методом импульсного электронно-лучевого испарения наносился слой SiO_2 . Толщина слоя SiO_2 составляла 1.0 мкм. На поверхность SiO_2 методом импульсного электронно-лучевого испарения попеременно наносили слои из SiO_2 из поликристаллического Si . Толщины напыляемых слоев составили от 95 нм до 105 нм. Толщина напыляемого слоя контролировалась методом интерференции на поверхности свидетеля. Мишень для испарения из SiO_2 содержала в своем составе ErO и YbO в следующем процентном составе: 15 весовых % Yb и 18 весовых % Er . SiO_2 и оксиды РЗИ, составляющие спрессованную таблетку-мишень были марки ОСЧ. Попеременно было нанесено 12 слоев. Общая толщина многослойной структуры по данным микроскопических исследований находилась в диапазоне 1250 – 1270 нм.

Далее на поверхность сформированной многослойной структуры фокусировалось излучение ртутной лампы ДРШ-500 и одновременно с этим, подвергалась лазерно-стимулированному отжигу в воздушной атмосфере. Для этого использовали импульсный лазер на YAG:Nd , работающий на длине волны 1.06 мкм, с энергией импульса 450 мДж. Излучение фокусировалось на поверхность многослойной структуры с помощью оптической системы, состоящей из микрообъектива и цилиндрических линз, что позволило сформировать световую полосу длиной 5 мм и шириной (сечением) светового пятна 0.8 мм. Частота следования импульсов составляла 1.0 кГц, скорость сканирования 0.5 мм/с. В процессе лазерно-стимулированного отжига и фотонного ассестирования, в объеме многослойной

структуры были сформированы прямоугольные области 5×10 мкм содержащие нанокластеры кремния, хаотически распределенные в объеме матрицы из SiO_2 , а также фазы из силиката эрбия и силиката иттербия.

Исследование спектров пропускания и отражения в диапазоне 0.8 мкм – 15.0 мкм показало наличие в образцах интенсивных полос поглощения, находящихся в диапазоне 9.47 мкм и 12.2 мкм, что соответствовало фазе SiO_2 . Электронно-микроскопические исследования показали наличие в полученном кремниевом композите нанокластеров кремния преимущественно в виде эллипсоидов, с размерами от 2 нм до 22 нм. Исследование низкочастотных вольт-фарадных характеристик (НЧ ВФХ) позволило оценить концентрацию и энергии активации ловушек присутствующих в кремниевом композите, легированном РЗИ. Исследование спектров фотолюминесценции проводилось на установке [6]. Спектры фотолюминесценции снимались при комнатной температуре. На рис.1 представлен спектр фотолюминесценции структуры, содержащей оптически активные ионы эрбия, сенсibilизированные ионами иттербия.

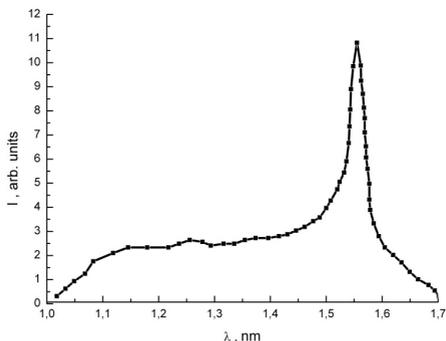


Рис.1 Фотолюминесценция образцов, папо $Si - SiO_2$, легированных Er и Yb

Спектры пропускания структур в диапазоне 1.2 мкм – 1.6 мкм показали наличие окна прозрачности в диапазоне 1.27 – 1.6 мкм.

В результате лазерно-стимулированного отжига удалось сформировать тонкопленочные кремниевые композиты, содержащие нанокластеры кремния и легированные ионами редкоземельных элементов, находящихся в оптически активном состоянии.

Использование лазерно-стимулированного отжига, при фотонном ассестировании интенсивным УФ излучением, позволяет формировать на основе кремниевых композитов, содержащих нанокластеры кремния и легированных эрбием и иттербием, активные волноводные структуры и элементы чип-лазеров, совместимых с ВОЛС.

Литература

- [1] A. Polman // J. Appl. Phys., V.82, p.1 (1997)
- [2] G.Z. Ran, Y. Chen, W.C. Qin and etc // J. Appl. Phys., V.90, p.5835 (2001)
- [3] Д.Э. Назыров *ФТП* 37, вып.9, с.1056-1057 (2003)
- [4] A.J. Kenyon // Semicond.Sci.TecnoI, V.20, p.R65 (2005)
- [5] К.В. Феклистов, Д.С. Абрамкин, В.И. Ободников, В.П. Попов *ФТП* 41, вып.16, с.52-60 (2015)
- [6] Л.В. Григорьев, А.В. Михайлов // *Оптический Журнал*, 2016, 82, №2, с.90-96

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В НЕЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ АМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ВЫШЕ КОМНАТНЫХ

И.А. Курова, Н.Н. Ормонт

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва

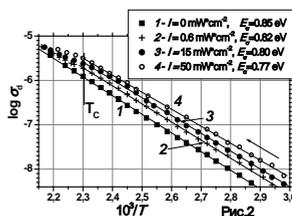
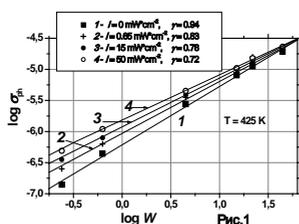
тел.: (812) 939-3917, эл. почта: ormont@phys.msu.ru

В настоящей работе представлены результаты исследования изменения фотопроводимости σ_{ph} и темновой проводимости σ_d нелегированных пленок a-Si:H после их предварительного освещения при температуре выше 400 К.

Фотоиндуцированные изменения свойств пленок a-Si:H интенсивно исследуются уже более сорока лет [1]. Однако ясного понимания природы и механизма этих изменений нет. Это, в частности, связано с тем, что материал содержит большую концентрацию водорода и имеет поры разных размеров, на внутренней поверхности которых образуются различные комплексы водородных связей. Такая сложная структура предполагает различные структурные перестройки под влиянием внешних воздействий.

В настоящей работе проводились исследования влияния освещения на фотоэлектрические свойства пленок a-Si:H при повышенных температурах, что позволяло изучать медленные при комнатной температуре изменения свойств материала. Исследовались нелегированные пленки a-Si:H толщиной 0.8 мкм, выращенные методом плазмохимического осаждения при температуре подложки $T_S=250^{\circ}\text{C}$ при скорости роста $1.5 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-1}$. Эти пленки имели высокую фоточувствительность: $\sigma_{ph}/\sigma_d=3\cdot 10^5$ при $T=295 \text{ K}$ и интенсивности света $W=50 \text{ мВт}\cdot\text{см}^{-2}$.

Измерения на пленках проводились после их высокотемпературного отжига с последующей предварительной изохронной засветкой белым светом с разной интенсивностью I . Для сравнения, измерялась отожженная пленка без этой предварительной засветки. Были проведены измерения зависимости фотопроводимости от интенсивности освещения W и вычислены параметры $\gamma = \frac{d(\log \sigma_{ph})}{d(\log W)}$, определяющие зависимость $\sigma_{ph} \sim W^\gamma$. Для установления других свойств этих же освещенных пленок были измерены также температурные зависимости их темновой проводимости. Результаты измерений для одной из пленок a-Si:H при температуре 425 К приведены на рис. 1 и 2.



Из рис.1 видно, что величина σ_{ph} увеличивается с ростом интенсивности предварительной изохронной засветки пленки, а величина параметра γ уменьшается. Увеличение σ_{ph} указывает на то, что в предварительно освещенных пленках уменьшается скорость рекомбинации по сравнению с отожженной пленкой. При этом в отожженной пленке величина параметра γ близка к единице, т.е. скорость рекомбинации не зависит от интенсивности света W . В предварительно освещенных пленках γ меньше единицы и уменьшается при увеличении интенсивности предварительной засветки I . Это указывает на рост скорости рекомбинации электронов при увеличении интенсивности света W .

Из рис.2 видно, что с ростом интенсивности предварительной засветки I увеличивается величина σ_d и уменьшается энергия активации E_σ в области экспоненциальной зависимости $\sigma_d(T)$ которая наблюдается при температурах, меньших T_c - температуры предварительной засветки пленок

Изменения σ_d и E_σ указывают на изменение величины энергии Ферми E_F и изменение распределения плотности электронных состояний в запрещенной зоне для предварительно освещенных легированных пленок a-Si:H.

В пленках, представленных на рис.2, энергия уровня Ферми при $T=425$ К вычислялось по измеренным величинам σ_d при этой температуре. Было получено, что $E_C - E_F$ изменялась от 0.7 эВ в отожженной пленке до 0.58 эВ в предварительно освещенных пленках. Таким образом из рис.1 и рис.2 следует, что параметр γ уменьшается при приближении уровня Ферми к E_C .

Аналогичные эффекты наблюдались в пленках a-Si:H, легированных фосфором [2]. При увеличении степени легирования пленок увеличивалась энергия Ферми, а величина γ оставалась близкой к единице при $(E_C - E_F) > 0.7$ эВ. При $(E_C - E_F) < 0.7$ эВ величина γ уменьшалась до значений $\gamma \approx 0.6$. Было показано также, что это уменьшение γ обусловлено возникновением и ростом бимолекулярной рекомбинации электронов на уровнях хвоста зоны проводимости

В наших предварительно освещенных легированных пленках a-Si:H величина γ уменьшалась от 0.94 до 0.58 при изменении в тех же пределах $E_C - E_F$ от 0.7 эВ до 0.58 эВ, что может быть обусловлено тем же механизмом увеличения скорости рекомбинации электронов за счет роста вклада бимолекулярной рекомбинации электронов.

В заключение рассмотрен вопрос о природе фотоиндуцированных при повышенной температуре метастабильных дефектов с энергетическими уровнями в верхней половине запрещенной зоны, которые определяют увеличение энергии Ферми в предварительно освещенных пленках a-Si:H [3-7].

Литература

- [1] D.L. Stabler, C.R. Wronski. *Appl. Phys. Lett.* **31** 292 (1977)
- [2] R.H. Bube, D. Redfield, *J.Appl.Phys.* **66** 3074 (1989)
- [3] H. Fritzsche, *Annu. Rev. Mater. Res.* **31** 47 (2001)
- [4] C. Longeaud, D. Roy, O. Saadane. *Phys. Rev. B.* **65** 085206 (2002)
- [5] И.А. Курова, Н.Н. Ормонт. *ФТП* **47** 757 (2013)
- [6] P. Kounavis. *J. Appl. Phys.* **97** 023707 (2005)
- [7] I. Sakata, T. Kamei, M. Yamanaka, *Phys. Rev. B.* **76** 075206 (2007)

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

М.П. Фараджева¹, А.В.Приходько¹, О.И.Коньков²

¹ СПб ПУ, Санкт-Петербург

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

Тел. (981) 8306685, эл. почта: faradzheva_mp@spbstu.ru

Установлено, что при 20% содержании нанопорошка наблюдается повышение критической температуры перехода T_c в сверхпроводящее состояние. Показано, что в отличие от стационарных экспериментов наносекундные исследования позволяют выявить особенности отклика многокомпонентных систем.

Исследование и изучение процессов происходящих в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) является актуальной задачей [1-4] и необходимо для решения прикладных проблем при создании электротехнических устройств. Как известно, гранулярные ВТСП структуры рассматриваются как «джозефсоновская среда» [5] состоящая из трехмерных сверхпроводящих гранул с сильной сверхпроводимостью и двумерных межгранулярных границ — джозефсоновских «слабых связей» (weak links) называемых «нормальные» области. Размеры этих «нормальных» областей оказывают большое влияние на характеристические параметры ВТСП.

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния наносекундных импульсов напряжения на ВТСП структуры состоящие из микрокристаллического порошка $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) и нанопорошка того же состава. Микрокристаллический порошок YBCO получен методом твердофазного спекания, нанопорошок – по химической технологии путем сжигания нитрат-органических прекурсоров [6,7].

Исследуемые образцы получались путем смешивания двух порошкообразных компонент в массовом соотношении, которые не подвергались спеканию во избежание взаимодиффузии и химических реакций компонентов, а также прессованию в целях исключения вклада механического воздействия в исследуемые характеристики. Исследования температурных зависимостей сопротивления в наносекундном интервале длительности напряжения проводились по методике, описанной в [8].

По результатам исследования обнаружено, что для 20% содержания нанопорошка наблюдается максимальное значение T_c , составляющее 99 К.

Исследования в стационарном режиме [7] показали, что для керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, полученной твердофазным спеканием, температура перехода составляет 89К, а добавление нанопорошка при концентрациях более 20% увеличивает эту температура до 96,6К. Однако наносекундные исследования показывают, что повышение T_c на ~5К наблюдается только для образца с 20% содержанием нанопорошка, тогда как значительного повышения T_c для других концентраций не зафиксировано.

На Рис. 1 приведена зависимость T_c от концентрации нанопорошка (N, %) в стационарном режиме (кривая 1, [7]) и для наносекундных исследований (кривая 2). Значение T_c для 100% микрокристаллических образцов в стационарном и наносекундном режимах отличаются, так как в стационарном режиме авторами в [7] исследуется керамика $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

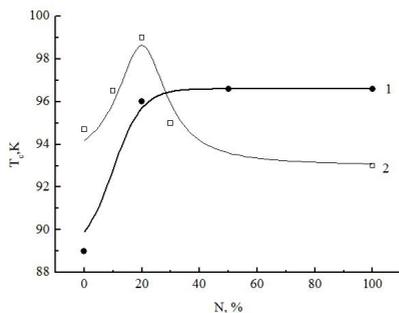


Рис. 1. Зависимость T_c от концентрации N нанопорошка: 1- статический режим, 2- наносекундный.

ного кластера и наблюдаемому нами уменьшению T_c , и уширению температуры сверхпроводящего перехода. Отметим, что в случае стационарных токов такой эффект отсутствует из-за длительного теплового воздействия.

Таким образом, исследования при наносекундных длительностях напряжения позволяют выявить особенности отклика многокомпонентных систем. Путем добавления нанопорошка различной концентрации появляется возможность управления критической температурой и шириной перехода в сверхпроводящее состояние.

Литература

- [1] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев, Д.С. Одинцов ФТТ 58 8 (2016)
- [2] Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров, Д.М. Гохфельд ФТТ 56 8 (2014)
- [3] Д.Ф. Алферов, М.Р. Ахметгареев, Д.В. Евсин и др. ЖТФ 88 1 (2018)
- [4] В.А. Мальгинов, А.В. Мальгинов, Д.А. Горбунова ЖТФ 88 5 (2018)
- [5] В.В. Дервянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель ФТТ 60 3 (2018)
- [6] С.Х. Гаджимагомедов, М.П. Фараджева, А.Ф. Табит и др. Вестник ДГУ 1 (2014)
- [7] С.Х. Гаджимагомедов, Д.К. Палчаев, М.Х. Рабаданов и др. Письма ЖТФ 42 1 (2016)
- [8] А.В. Приходько, О.И. Коньков ФТТ 56 7 (2014)
- [9] I.G. Dik, Ye.G. Dyachenko, L.L. Minkov Fizicheskaya mezomekhanika. 9 4 (2006)

Согласно теории протекания в объемной двухкомпонентной системе при 26% объемной доли частиц меньшего размера существует максимальное значение плотности упаковки [9] (минимальная пористость). При $N > 20\%$ образуется «прослойка» из нанопорошка и прямой контакт между микрогранулами исчезает. Увеличение пористости структуры при отклонении от оптимальной концентрации приводит к нарушению джозефсоновской сетки, разрушению перколяционного

ВЛИЯНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ЛЕГИРОВАННОМ БОРОМ АМОРФНОМ ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОМ КРЕМНИИ

А.В. Павликов^{1,2}, А.Г. Казанский¹, А.Н. Матцукатова¹, П.А. Форш^{1,2,3}

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва

²Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва

³Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва

тел.: (916) 019-4628, эл. почта: an.matcukatova@physics.msu.ru

Одним из перспективных материалов для тонкопленочной солнечной энергетики является нанокристаллический (микрористаллический) кремний (nc-Si:H) [1-2]. Этот двухфазный материал состоит из матрицы аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H) и включений кристаллического кремния нанометрового размера. В данной работе рассматривается вопрос формирования nc-Si:H с помощью метода фемтосекундной лазерной кристаллизации пленок a-Si:H [3-4]. Основными преимуществами данного способа получения nc-Si:H являются «локальность» лазерного воздействия и возможность получать структуры на гибких (легкоплавких) подложках из-за отсутствия значительного разогрева последних. Большинство уже существующих работ рассматривают применение данного метода для кристаллизации нелегированных пленок a-Si:H. В случае фемтосекундного лазерного облучения нелегированного a-Si:H проводимость его заметно возрастает, что может быть связано с увеличением концентрации свободных носителей заряда в результате уменьшения ширины щели подвижности. В то же время для создания солнечных элементов на основе nc-Si:H необходимы материалы с n- и p-типом проводимости. Одной из основных примесей для получения a-Si:H p-типа проводимости является бор. Известно, что эффективность легирования a-Si:H бором довольно низкая: в пленках легированного бором аморфного кремния (a-Si:H(B)) электрически активна лишь примерно 0,01 часть от общей концентрации введенной примеси бора [5]. Можно ожидать, что в результате фемтосекундного лазерного облучения a-Si:H(B) произойдет резкое увеличение концентрации свободных носителей заряда за счет увеличения электрически активных атомов бора. В данной работе был изучен вопрос о влиянии фемтосекундной лазерной кристаллизации a-Si:H(B) на концентрацию свободных носителей заряда.

Пленки a-Si:H(B) получались методом плазмохимического осаждения из газовой фазы смеси моносилана и диборана. Объемное отношение диборана к моносилану составляло 10^{-3} . Толщина пленок была равна 500 нм. Затем пленки обрабатывались фемтосекундными лазерными импульсами с помощью титан-сапфирового лазера с длиной волны $\lambda=800$ нм и длительностью импульсов $\tau=100$ фс. **Диаметр лазерного пучка в сечении пленки равнялся 10 мкм, мощность лазерного облучения составляла 85 мВт.** Для получения информации о концентрации носителей заряда использовалось комбинационное рассеяние света (КРС). Регистрация спектров КРС проводилась с помощью микро-рамановского спектрометра Horiba HR 800. Для исследования температурных зависимостей проводимости пленок на их поверхность напылялись алюминиевые контакты. Проводимость измерялась в области температур $T=300-450$ К с помощью пикоамперметра Keithley 6487.

В спектрах КРС исходных (не подвергнутых воздействию фемтосекундного лазерного облучения) пленок a-Si:H(B) наблюдается ярко выраженный максимум вблизи частоты 480 см^{-1} , соответствующий поперечной оптической (ТО) фонон-

ной моде в аморфной структуре кремния [7]. В то же время КРС спектры пленок a-Si:H(B), подвергнутых фемтосекундному лазерному облучению, имеют вид характерный для кристаллического кремния, сильно легированного бором. Численное моделирование полученных спектров КРС для подвергнутых фемтосекундному лазерному облучению пленок a-Si:H(B) позволило установить, что концентрация дырок в них превышает 10^{20} см^{-3} . Это может быть связано с большей эффективностью легирования бором в nc-Si:H по сравнению с a-Si:H.

Для того, чтобы подтвердить полученные из спектров КРС результаты по концентрации носителей заряда, были исследованы температурные зависимости проводимости пленок a-Si:H(B). Было установлено, что температурная зависимость для исходной пленки a-Si:H(B) имеет активационный характер с энергией активации 0,25 эВ. Активационная зависимость проводимости в исследованной области температур является типичной для пленок a-Si:H(B), а энергия активации 0,25 эВ соответствует, согласно литературным данным, объемной доли диборана в смеси на уровне 10^{-3} (которая совпадает с долей диборана в смеси, использованной в процессе получения пленки). В то же время после фемтосекундной лазерной обработки активационный характер проводимости пропадает, проводимость практически перестает зависеть от температуры. Такое поведение характерно для выродженных полупроводников. Таким образом, полученная температурная зависимость проводимости модифицированного лазерным облучением a-Si:H(B) находится в полном соответствии с определенной из спектра КРС концентрацией дырок превышающей 10^{20} см^{-3} , что как раз соответствует случаю вырождения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-60060 мол_а_дк).

Литература

- [1] B. Yan, G. Yue, J. Yang, S. Guha, D.L. Williamson, D. Han, C.-S. Jiang Appl. Phys. Lett. **85** 1955 (2004)
- [2] H. Sai et al. IEEE J. Photovolt. **4** 1349 (2014)
- [3] Jia-Min Shieh et al. Appl. Phys. Lett. **85** 1232 (2004)
- [4] T.Y. Choi, D.J. Hwang, C. P. Grigoropoulos Opt. Eng. **42** 3383 (2003)
- [5] P.G. Le Comber, W.E. Spear J. Non-Cryst. Sol. **35.36** 327 (1980)
- [6] А.П. Регель и др. ФТП **22** 161 (1988)
- [7] N. Maley, D. Veeman, J.S. Lannin Phys. Rev. B **38** 10611-10622 (1988)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА КРЕМНИЯ И СИЛИЦИДА МАГНИЯ

В.Вал. Соболев¹, В.В. Соболев²

¹Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова,
г. Ижевск

²Удмуртский государственный университет, г. Ижевск
e-mail: Soboleff.val@yandex.ru¹, sobolev@uni.udm.ru²

Среди бинарных силицидов особенно популярен вслед за карбидом кремния силицид магния Mg_2Si , который кристаллизуется в антифлюоритной кубической структуре с пространственной группой $Fm\bar{3}m$ (O_h^5) и энергией запрещенной зоны $E_g \approx 0.6$ эВ [1]. Согласно детальным теоретическим расчетам [2] зоны Mg_2Si и Si весьма сходны. Их существенное различие состоит в заметном понижении всех зон проводимости с небольшим уменьшением энергии E_{g_i} ($\Gamma - X$) и смешиванием зон проводимости в окрестности точки Γ и в направлении $\Gamma - X$ у Mg_2Si . Несмотря на кажущееся сравнительно небольшое различие зон обоих соединений их экспериментальные спектры отражения очень сильно различаются: вместо двух отдельных максимумов Si при ~ 3.5 и 4.3 эВ у Mg_2Si наблюдается одна очень широкая полоса в области 2-8 эВ с шестью слабо выраженными максимумами и ступеньками.

Проблему различий между особенностями оптических свойств и электронных структур родственных кристаллов наиболее эффективно рассматривать не по интегральным оптическим спектрам, а по результатам их разложений на простые полосы. Для этого экспериментальные эллипсометрические спектры $\epsilon_1(E)$ и $\epsilon_2(E)$ скола Mg_2Si в области 0-11 эВ при 77 К [3] и травленого Si в области 2-5.5 эВ при 30 К [4] были разложены на составные компоненты. Беспараметрическая методика разложения основана на применении объединенных диаграмм Арганда и универсальной формулы расчетов силы осцилляторов по спектрам эффективного количества валентных электронов, формирующих спектры $\epsilon_2(E)$, $\epsilon_1(E)$ и функции объемных потерь энергии электронов $-\text{Im}\epsilon^{-1}$. Они многократно использовались [5-8] и обсуждались [9]. Кратко некоторые полученные результаты приведены в таблице 1. Большинство установленных простых наиболее интенсивных полос N_2N_25-18 кристалла Mg_2Si имеются и у Si с их смещением по энергии на $\Delta E \approx 0.5$ эВ. Можно предположить, что природа этих выделенных полос родственных кристаллов весьма близка. Заметные отклонения в параметрах N_i и f_i обусловлены, видимо, различиями в дисперсии зон проводимости Si и Mg_2Si , которые вместе с сильным поднятием зоны проводимости Si на направлении $\Gamma - L$ в области переходов $E < 3$ эВ настолько существенны, что привели к отсутствию полос междузонных переходов у Si .

Таблица 1. Энергии (эВ) максимумов E_i и полуширин H_i , сил осцилляторов f_i , параметр $a \cdot 10^3 = f_i(\epsilon_2) / f_i(-Im\epsilon^{-1})$ Mg_2Si и Si , ΔE (эВ) = $E_i(Si) - E_i(Mg_2Si)$.

№	E_i		H_i		f_i		a_i		ΔE (эВ) = $E_i(Si) - E_i(Mg_2Si)$
	Mg_2Si	Si	Mg_2Si	Si	Mg_2Si	Si	Mg_2Si	Si	
1	2.15	–	0.10	–	0.56	–	1.9	–	–
2	2.72	–	0.11	–	1.18	–	1.7	–	–
3	2.83	–	0.07	–	0.41	–	1.4	–	–
4	2.90	–	0/14	–	1.30	–	1.2	–	–
5	3.03		0.20	0.19	1.92	0.30	0.9	2.3	0.43
6	3.17		0.13	0.18	0.67	0.11	0.7	1.6	0.45
7	3.26		0.12	0.17	0.43	0.16	0.5	1.3	0.51
8	3.36		0.07	0.21	0.20	0.22	0.3	1.4	0.57
9	3.43	–	0.06	–	0.20	–	0.2	–	–
10	3.51	–	0.10	–	0.23	–	0.14	–	–
11	3.58		0.12	0.21	0.30	0.19	0.11	1.7	0.51
12	3.68		0.07	0.26	0.14	0.26	0.08	1.7	0.56
13	3.77	–	0.09	–	0.07	–	0.08	–	–
14	3.87		0.19	0.27	0.66	0.27	2.90	1.7	0.53
15	–	4.50	–	0.15	–	0.15	–	1.1	–
16	4.15		0.38	0.12	0.93	0.12	3.84	0.5	0.55
17	4.45		0.23	0.15	0.39	0.15	1.48	0.3	0.54
18	4.81		0.32	0.32	0.49	0.32	1.74	0.2	0.52

Литература

- [1] В.Вал. Соболев, В. В. Соболев. *Журнал прикл. спектр.*, **85**, 576 (2018)
- [2] D.M. Wood and A. Zunger. *Phys. Rev. B*. **34**, 4105 (1986)
- [3] W.J. Scouler. *Phys. Rev.* **178**, 1353 (1969)
- [4] P. Lautenschlager, M. Garrida, L. Vina, and M. Cardona. *Phys. Rev. B*. **36**, 4821 (1987)
- [5] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура неметаллов. Том I. Введение в теорию* (Москва – Ижевск, изд. ИКИ) 583 с. (2012)
- [6] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура неметаллов. Том II. Моделирование интегральных спектров элементарными полосами* (Москва – Ижевск, изд. ИКИ) 415 с. (2012)
- [7] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура моноуглеродных сред. Том I. Алмаз. Графит. Аморфный углерод.* (Ижевск, изд. УдГУ) 514 с. (2016)
- [8] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура оноуглеродных сред. Том II. Фуллериты. Нанотрубки. Графен. Интеркалированный графит.* (Ижевск, изд. УдГУ) 723 с. (2016)
- [9] В.В. Соболев. *Сб. трудов IX Международной конференции «Аморфные и микрокристаллические полупроводники», 7-10 июля 2014 г.*, СПб. изд-во СПб политехнического ун-та, с. 25 (2014)

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ ГЕРМАНИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ Si-Ge

А.А. Ковалевский¹, А.С. Строгова¹, Я.С. Воронец¹, Д.Ф. Кузнецов¹

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск

тел: (37517) 293-2334, эл. почта: strogova@bsuir.by

Изучены закономерности распределения германия по высоте кластера и закономерности упорядочения и разупорядочения твердых растворов Si-Ge. Получены профили распределения концентрации германия по глубине нанокластеров, сформированных при пониженном давлении с газофазными источниками кремния – (SiH₄) и германия – (GeH₄). Найдено распределение германия по глубине для пирамидальных нанокластеров. В случае, когда нанокластеры выращены при разложении гидридов кремния и германия в среде аргона, германий равномерно распределен в приповерхностной области 5 – 8 нм с концентрацией 50 – 80 % ат. При осаждении из газовой фазы в среде водорода, поверхность нанокластеров состоит преимущественно из германия (около 90 % ат. на глубине 1–2 нм), а основной объем нанокластера из кремния. Распределение концентрации германия в нанокластерах Si_{1-x}Ge_x неравномерно. Наибольшая концентрация германия наблюдается вблизи поверхности и затем быстро падает к основанию нанокластера. Распределение концентрации германия в нанокластерах, сформированных в среде аргона, отличается от распределения в нанокластерах, выращенных в среде водорода с газофазными источниками кремния (SiH₄) и германия (GeH₄). В случае водородной среды германий сосредоточен в тонком (~ 2 нм) приповерхностном слое нанокластера, где его концентрация достигает 90% ат. В случае аргона концентрация германия в приповерхностном слое нанокластера составляет 50 – 70% ат. и начинает падать на глубинах 5 – 8 нм (рисунок 1).

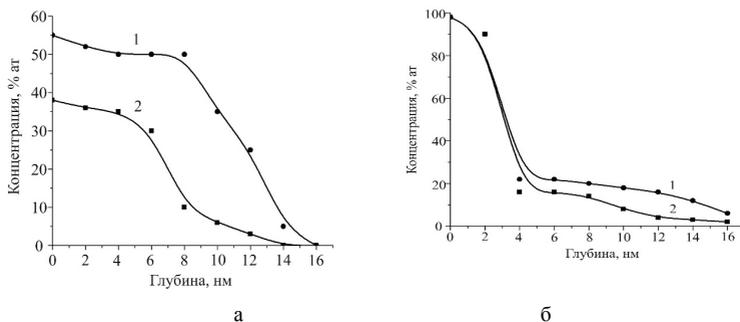


Рис. 1 – Распределение германия по глубине в пирамидальных нанокластерах (1) и между нанокластерами (2), выращенных с газофазными источниками (SiH₄) и (GeH₄) при пониженном давлении в средах аргона (а) и водорода (б)

Исследованы нанокластеры SiGe, которые формировались в среде аргона и в среде водорода при пониженном давлении 30–40 Па (рис. 2, 3). При этом в обоих случаях сначала на высоколегированную подложку кремния осаждался буферный слой и затем осаждался твердый раствор кремний-германий. Часть наноструктур была выращена в среде аргона с использованием моносилана и моногермана при

температуре 540–560°С. В этом случае обеспечивалось их эффективное разложение до элементарных кремния и германия и последующее взаимодействие последних между собой. Таким образом, пирамидальные нанокластеры (рис. 2) создавались при температуре 540°С, имели поверхностную плотность $\sim 7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, среднюю высоту $\sim 5\text{--}7 \text{ нм}$ и средний диаметр $\sim 70 \text{ нм}$.

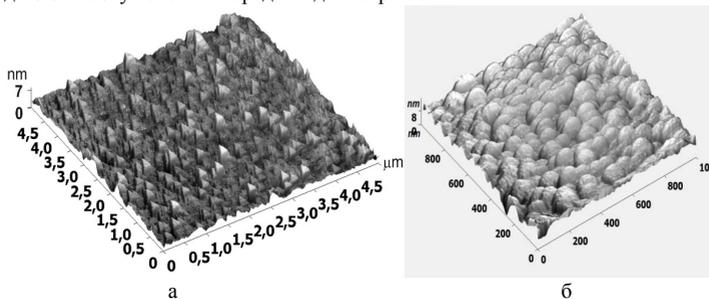


Рис. 2 – Пирамидальные (а) и куполообразные (б) нанокластеры, выращенные в среде аргона при температуре подложки 560 и 540 °С, соответственно

На рисунках 2 и 3 приведены наиболее характерные (типичные) АСМ топографии наноструктур SiGe/Si, полученные с тем и другим газоносителем. Сравнивая их, можно видеть, что наноструктуры, выращенные в среде аргона, имеют меньший размер и распределение по размерам кластеров более однородно.

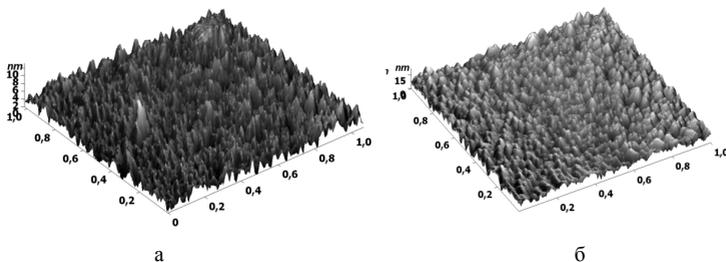


Рис. 3 – Топография образцов пирамидальных (а) и куполообразных (б) нанокластеров Ge (SiGe), выращенных при пониженном давлении в среде водорода

Установлено, что в водородной среде германий сосредоточен в тонком приповерхностном слое (2 нм), а случае аргона – начинает спадать на глубину 5-8 нм. Высота пирамидальных нанокластеров получалась от (5-7) нм до (10-15) нм при различной обработке и способе выращивания нанокластеров.

Литература

- [1] А.А. Ковалевский, Н.В. Бабушкина, А.С. Строгова, Д.В. Плякин *Микроэлектроника* **39**(3) 210 (2010)
- [2] А.А. Ковалевский, А.С. Строгова, Д.В. Плякин *Микроэлектроника* **38**(2) 130 (2009)

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ НА АМОРФНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ С РАЗЛИЧНОЙ ЭНЕРГИЕЙ СВЯЗИ НА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЕ

А.А. Ковалевский¹, А.С. Строгова¹, Я.С. Воронец¹, Д.Ф. Кузнецов¹

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск

тел: (37517) 293-2334, эл. почта: strogova@bsuir.by

В связи с наметившейся перспективой использования в электронике повышенный интерес, в настоящее время, вызывают наноостровковые гетерокомпозиции, где используются элементарные полупроводники Si, Ge и их твердые растворы.

Движущей силой, вызывающей образование массива однородных напряженных островков на кристаллической поверхности, является релаксация упругих напряжений на краях граней и взаимодействие островков вследствие внутренних механических напряжений, создаваемых ими в подложке. Релаксация механических напряжений на краях ступеней или граней может приводить к формированию упорядоченных массивов квантовых точек в случаях роста как согласованных, так и рассогласованных по параметру решетки решетчатых материалов. В этом случае формирование сплошной пленки зависит от условий процесса осаждения, природы наносимого вещества, материала и структуры подложки (монокристаллическая, поликристаллическая, текстурированная, аморфная), а также от метода получения. Тонкие наноструктурированные пленки, в целом, разделяют на эпитаксиальные и не эпитаксиальные. В случае эпитаксиального роста кристаллическая решетка пленки является как бы продолжением кристаллической решетки подложки. При небольшом несоответствии параметров ячеек может наблюдаться формирование дислокаций несоответствия на границе «пленка-подложка», а также образование островковых структур (так называемых квантовых точек). Эпитаксиальный рост может наблюдаться и тогда, когда параметры ячейки сильно отличаются или пространственная группа материала пленки отлична от пространственной группы подложки. В этом случае элементарные ячейки пленки и подложки должны иметь такую взаимную ориентацию, чтобы было возможно «срастание» кристаллических решеток.

Связывание носителя на германии как изовалентной примеси можно рассматривать как следствие различия электрических отрицательностей замещаемого атома Si и атома Ge. По Джонсону известно, что электрическая отрицательность атома Si равна 1.64, а атома Ge 1.59. Если электрическая отрицательность атома изовалентной примеси меньше электрической отрицательности замещаемого атома, как это имеет место в случае Ge с Si, то связываться будет дырка и германий, как изовалентная примесь,

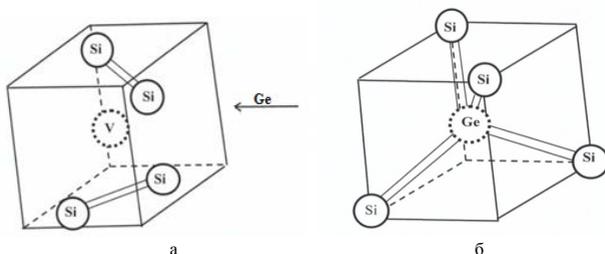
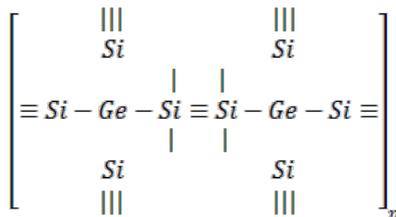


Рисунок 1 – Решетка кремния до (а) и после (б) внедрения Ge

В результате формирования твердого раствора Si-Ge германий, как изовалентная примесь, концентрируясь по границам зерен, связывает оборванные связи в кремнии, не изменяя координационного числа замещаемой кристаллографической позиции, образуя ковалентную связь между кремнием и германием по следующей схеме:



При исследовании установлено, что наличие адсорбционных центров, их симметрия и правильность чередования химических связей, и последовательность их взаимодействия с образованием ковалентной связи растущего кристалла твердого раствора Si-Ge определяют преимущественную текстуру при формировании наноструктурированных пленок твердого раствора Si-Ge, а, следовательно, процессы кристаллизации и перекристаллизации и самоорганизации нанокластеров [1-3].

Дополнительно влиять на процессы формирования нанокластеров и наноструктурированных пленок твердого раствора Si-Ge позволяет использование примесей редкоземельных элементов-лантаноидов. Их влияние определяется положением атомов или ионов в решетках кремния и германия и тем, как они взаимодействуют с этими решетками. Имея большие, по сравнению с атомами или ионами кремния и германия, размеры, атомы или ионы лантаноидов вызывают деформацию их кристаллических решеток. Ее величина определяется величиной упругой энергии лантаноидов в решетках кремния и германия [1-2].

Литература

- [1] О.М. Комар, А.А. Ковалевский, А.С. Строгова *Кремнийгерманиевые наноструктурированные пленки и нанокластеры* (LAP LAMBERT Academic Publishing) 345 с. (2016)
- [2] А.А. Kovalevsky, A.S. Strogova, D.V. Plyakin *Russian Microelectronics* **38**(2) p. 118 (2009)
- [3] А.А. Kovalevsky, D.V. Plyakin, A.S. Strogova *Physics, Chemistry and Application of Nanostructures*. p. 89–91. (2009)

ТОПОХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В НАНОРАЗМЕРНОЙ ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ Bi/Se

В.Я. Когай, Г.М. Михеев

Удмуртский федеральный исследовательский центр, Уральское отделение РАН,
Ижевск

тел: (3412) 203-466, факс: (3412) 507-959, эл. почта: vkogai@udman.ru

Топохимическими реакциями называются реакции, протекающие на поверхности раздела фаз исходного твердого реагента и образующегося твердого продукта. В большинстве случаев топахимические реакции начинаются в области протяженных дефектов, где существует свободный объем, облегчающий переориентацию реагирующих частиц и их взаимодействие.

Особенностями топахимических реакций являются возникновение упругих напряжений, и локализация реакции на границе раздела исходной и конечной твердых фаз, непосредственное участие дефектов в топахимическом превращении и многообразии состава конечных фаз.

Настоящая работа посвящена исследованию топахимических реакций и фазовых превращений, протекающих в наноразмерной двухслойной пленке Bi/Se при их вакуумно-термической обработке и определению условий, при которых формируются кристаллические фазы Bi_2Se_3 , BiSe и Bi_4Se_3 .

Формирование наноразмерной двухслойной пленки Bi/Se осуществлялось методом вакуумного термического испарения. Вакуум в рабочей камере и температура стеклянной подложки составляли 10^{-3} Па и 300 К, соответственно. Для определения толщины пленок Bi и Se использовался эллипсометрический метод. Идентификация образующихся фаз проводилась на дифрактометре D2 PHASER фирмы Bruker (CuK α -излучение).

Исследование динамической зависимости электрического сопротивления R двухслойной пленки Bi/Se, сформированной в межэлектродном зазоре контактных площадок от температуры подложки T , проводилось в рабочей камере при вакууме 10^{-3} Па. Термический нагрев образца в интервале температур 298 – 493 К осуществлялся с постоянной скоростью 2 К/мин. Контактные площадки с межэлектродным зазором 0.5×1.0 мм были получены по масочной технологии и представляли собой двухслойные металлические пленки Cr/Au.

Проанализировав многочисленные экспериментальные данные, установлено, что в зависимости от соотношения толщин слоев Bi и Se при вакуумно-термической обработке можно получить нанокристаллические пленки Bi_2Se_3 , BiSe и Bi_4Se_3 .

На полученных динамических зависимостях электрического сопротивления R двухслойной пленки Bi/Se от температуры T нагрева подложки, имеются максимумы. Для двухслойной пленки Bi(17 нм)/Se(138 нм) максимум, наблюдается при температуре $T = 378$ К. Для Bi(21 нм)/Se(138 нм) – $T = 393$ К и для Bi(26 нм)/Se(138 нм) – $T = 418$. Точки максимума являются температурами фазового превращения, при которых происходит образование различных кристаллических фаз. При вакуумно-термическом нагреве двухслойной пленки Bi(17 нм)/Se(138 нм) до $T = 378$ К происходит растворение Bi в пленке Se и зарождение моноклинной фазы Se. Отжиг образца при температуре 493 К в течение 1 часа приводит к полному растворению Bi в пленке Se и образованию гексагональной фазы Bi_2Se_3 с параметрами кристаллической решетки $a = 4.143 \text{ \AA}$, $c = 28.636 \text{ \AA}$.

Вакуумно-термический нагрев двухслойной пленки Bi(21 нм)/Se(138 нм) до температуры 393 К приводит к зарождению кристаллических фаз BiSe. Отжиг

двухслойной пленки $\text{Bi}(21 \text{ нм})/\text{Se}(138 \text{ нм})$ при температуре 493 К в течение 1 часа приводит также к полному растворению Bi в пленке Se и образованию гексагональной фазы BiSe с параметрами кристаллической решетки $a = 4.180 \text{ \AA}$, $c = 22.800 \text{ \AA}$.

Дифрактограмма двухслойной пленки $\text{Bi}(26 \text{ нм})/\text{Se}(138 \text{ нм})$ после вакуумно-термической обработки до температуры 418 К содержит отражения от гексагональной фазы Bi_4Se_3 . Отжиг двухслойной пленки $\text{Bi}(26 \text{ нм})/\text{Se}(138 \text{ нм})$ при температуре 493 К в течение 1 часа приводит к образованию нанокристаллической пленки Bi_4Se_3 с параметрами кристаллической решетки $a = 4.270 \text{ \AA}$, $c = 40.000 \text{ \AA}$.

Рассчитанные с помощью универсальной программы DIFFRAC.EVA средние размеры кристаллитов для пленок Bi_2Se_3 , BiSe и Bi_4Se_3 составляли 21, 23 и 33 нм, соответственно.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ АДСОРБЦИИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПОРИСТЫХ МАТРИЦАХ ДЛЯ УСТРОЙСТВ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

Е.В. Абрашова, Е.В. Мараева, В.А. Мошников, Н.В. Пермяков, К.Н. Халугарова
СПб ГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 197367, проф. Попова, 5
тел: (812) 234-3164, факс: (812) 234-3164, эл. почта: jenvmar@mail.ru

В настоящее время существует большое разнообразие методов исследования параметров пористой структуры наноматериалов, включающих различные методики микроскопии, проникающие и непроникающие методы контроля. Одним из распространенных способов изучения поверхности являются сорбционные измерения, которые обеспечивают получение целого спектра характеристик пористой структуры материалов, таких как информация о распределении пор по размерам, значение удельной поверхности, данные о наличии или отсутствии микропор (пор размером менее 2 нм) в исследуемой системе. При этом анализ перечисленных характеристик, как правило, требует обращения к конкретным математическим моделям и компьютерному моделированию.

В представляемой работе объектом исследования являлись оптически прозрачные полимеры системы $\text{SiO}_2 - \text{SnO}_2 - \text{ZnO}$, используемые в качестве матриц для функциональных слоев устройств оптоэлектроники. Для получения материалов использовалась технология золь-гель синтеза [1]. Исходными реагентами выступали цинк хлористый, олово двухлористое двуводное, бутанол-1, тетраэтоксисилан (ТЭОС), дистиллированная вода, уксусная кислота. Важным преимуществом выбранной технологии в данном случае являлась возможность изменять физические характеристики поверхности получаемых структур, такие как распределение размеров пор и объем пор.

Исследование параметров пористой структуры осуществлялось на приборе Сорби MS. Прибор позволяет исследовать различные по размерам пористые системы, в частности, проводить измерения полной удельной поверхности по методу Брунауэра, Эметта, Теллера (БЭТ) и исследовать процессы капиллярной конденсации в мезопорах, строить изотермы адсорбции-десорбции инертных газов в диапазоне относительных парциальных давлений от 6 до 97%.

Анализ данных, полученных в результате исследования сорбционных характеристик, проводился с использованием специально разработанного в среде Lab-View виртуального пробоора, позволяющего вычислять такие параметры пористой структуры, как средний размер пор, удельная поверхность, средний удельный размер частиц, распределение мезопор по размерам, объем микропор в исследуемом материале.

Для примера на рисунке 1 (а, б) приведены гистограммы распределения мезопор по размерам в материалах золь-гель системы $\text{SiO}_2 - \text{SnO}_2 - \text{ZnO}$, отличающихся соотношением «ТЭОС – вода» в исходных растворах-золях, а также значения их удельной поверхности $S_{уд}$.

Как видно из рисунков, для материалов с большей концентрацией тетраэтоксисилана в исходном растворе (тип «б») характерно наличие более развитой системы пор, а также большее значение удельной поверхности. При исследовании материала типа «б» также было зафиксировано наличие микропор радиусом менее 2 нм.

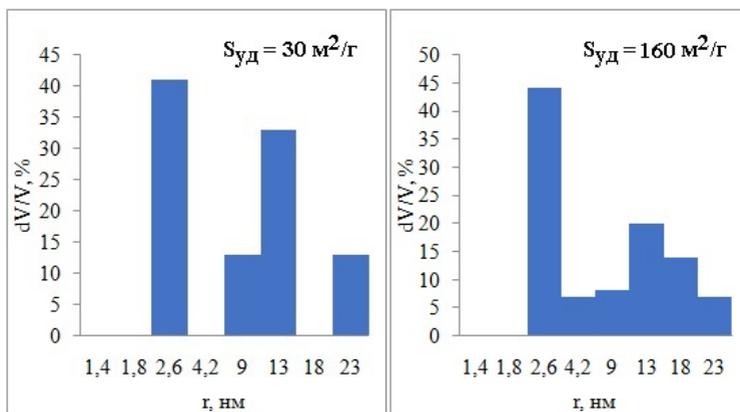


Рис. 1 Гистограммы распределения мезопор по размерам в материалах золь-гель системы $SiO_2 - SnO_2 - ZnO$: а – соотношение «ТЭОС – вода» 1:9, б – соотношение «ТЭОС – вода» 1:3

При уменьшении доли ТЭОС относительно воды ветви полимера Si-O-Si становятся менее плотными, менее развитыми, что обуславливает относительно низкое значение удельной поверхности. Если при большой концентрации ТЭОС кислородные «мостики» образуют плотную трехмерную сетку, то при уменьшении доли ТЭОС возрастает процент протяженных цепей Si-O-Si. При больших концентрациях ТЭОС это дает увеличение площади поверхности за счет формирования мезопор разного уровня и постепенного увеличения их доли относительно нерегистрируемых (или изначально заполненных растворителем) микропор.

Также для указанных материалов была проведена оценка фрактальной размерности поверхности с использованием метода Неймарка – Кисилева [3]. Рассчитанные значения фрактальной размерности составили 2.54 для материала, полученного из исходного раствора-золя с меньшей концентрацией тетроэтоксисилана (тип «а») и 2.82 для материала, полученного из раствора-золя с большей концентрацией ТЭОС.

Обсуждаются вопросы влияния размеров пор, их иерархии, а также значения фрактальности поверхности пор на газочувствительные свойства слоев.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научно-го проекта № 18-32-00712.

Литература

- [1] А.И.Максимов, В.А. Мошников, Ю.М. Таиров, О.А. Шилова *Основы золь-гель-технологии нанокмозитов* (СПб.: Элмор) 255 с. (2008)
- [2] В.Ю. Гаврилов *Физико-химические основы адсорбционного анализа дисперсных и пористых материалов: учебное пособие* (Новосибирск: НХТК) 67 с. (2007)
- [3] L.E. Sandoval-Díaz, J.A. Aragon-Quiroz, Y.S. Ruíz-Cardona, A.R Domínguez-Monterroza, C.A. Trujillo *Microporous and Mesoporous Materials* **237** 260 (2017)

КОМПОЗИЦИОННЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА И ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ДЛЯ СИСТЕМ ПЛАЗМЕННОЙ ЭНЕРГЕТИКИ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

Р.С. Смердов¹, А.С. Мустафаев¹, Ю.М. Спивак², В.А. Мошников²

¹ Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет ЛЭТИ им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург

тел: (812) 328-8206, эл. почта: rostofan@gmail.ru

В работе рассмотрены перспективы применения композиционных наноструктур на основе графена и пористого кремния для синтеза электродов солнечных концентраторов нового типа, принцип работы которых базируется на применении явления фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии (РЕТЕ), объединяющего квантовые и тепловые механизмы генерации в единый физический процесс. Структуры на основе интеркалированных атомами цезия слоев графена предложены в качестве перспективного материала анодов термоэмиссионных преобразователей (ТЕС) в связи с аномально низкими достижимыми значениями работы выхода электронов с поверхности (менее 1 эВ). Выполнен рентгеноспектральный микроанализ (РСМА) поверхности анода лабораторного ТЕС, получены данные о распределении химических элементов в приповерхностном слое, предложена физическая модель процессов, приводящих к образованию структуры поверхности коллектора ТЕС с низкой работой выхода.

Преобразование солнечной энергии в электрическую может быть осуществлено одним из двух подходов: квантовым или тепловым. Квантовый подход, реализованный в фотоэлементах, позволяет использовать энергию солнечного излучения для возбуждения электронов, тепловой подход подразумевает использование концентрированного солнечного света в качестве источника энергии для генерации с использованием различных типов тепловых двигателей. Термоэмиссионные конвертеры (ТЕС) являются перспективными тепловыми двигателями, реализующими процесс прямого преобразования тепловой энергии в электричество. ТЕС состоит из эмиттера (катода), работающего при повышенной температуре, и подерживаемого при более низкой температуре коллектора (анода), отделенного от катода межэлектродным вакуумным зазором. Лишь небольшая часть электронов (менее 1%) обладает достаточной энергией для преодоления работы выхода эмиттера ТЕС и перехода в вакуум, создавая, таким образом, ток между двумя электродами.

На практике устройства, комбинирующие оба варианта, быстро теряют свою эффективность из-за деградации фотоэлементов, вызванной значительным увеличением рабочих температур, необходимым для обеспечения функционирования тепловых двигателей.

Использование концентраторов, основанных на явлении фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии (РЕТЕ), позволяет преодолеть этот недостаток за счет одновременной реализации фотовольтаических и термоэмиссионных эффектов в одном физическом процессе.

Предложенный в работе [1] прототип основан на эффекте термоэлектронной эмиссии фотовозбужденных электронов с поверхности полупроводникового катода. Преобразователь работал при повышенных температурах (200 °С), что давало возможность использования тепловой энергии для реализации процесса термоэлектронной эмиссии, увеличивая эффективность комбинированного преобразования до 50% [1].

Эффективность традиционно применяемых в ПЕТЕ преобразователях полупроводниковых (GaN) электродов ограничена шириной запрещенной зоны (E_g) материала: число поступающих фотонов с энергией, превышающей E_g GaN (3,3 эВ), составляет менее 1% от их общего количества. В связи с этим, перспективным является использование электродов на основе пористого кремния (ПК) и ПК-нанокомпозитов, поскольку благодаря наличию эффекта квантового ограничения [2] и значительным возможностям по функционализации поверхности [3, 4, 5] возможно управление шириной запрещенной зоны таких структур в диапазоне от 1 до 3 эВ.

Синтез анодов для термоэмиссионных преобразователей требует создания материалов с низкой работой выхода электронов (ϕ_a) с поверхности. Электродвижущая сила (ЭДС), создаваемая термоэмиссионными преобразователями энергии, в основном определяется работой выхода электронов (ϕ_c) с поверхности материала катода (эмиттера), в то время как потери выходного напряжения связаны с величиной работы выхода электронов (ϕ_a) с поверхности материала анода (коллектора). Поскольку значительное увеличение работы выхода эмиттера путем использования подходящего материала является неэффективным из-за резкого уменьшения плотности тока эмиссии (в соответствии с законом Ричардсона) при технологически заданной температуре эмиттера, характеризующейся приемлемой скоростью испарения материала катода, то для того, чтобы повысить эффективность преобразования необходимо уменьшать работу выхода ϕ_a анода [6].

Задача снижения работы выхода электронов с поверхности материала (ϕ_a) традиционно решается путем синтеза покрытий, представляющих собой тонкие слои щелочных и щелочноземельных элементов, в частности, Cs [6]. Известно, что осаждение монокатомных слоев таких элементов на поверхности электродов приводит к значительному снижению электронного сродства (а значит, ϕ_a) в связи с образованием слоя поверхностных микродиполей. Таким образом, происходит снижение потенциального барьера на границе, что, в свою очередь приводит к увеличению квантового выхода эмиссии. Например, аноды, основанные на вольфраме, покрытом слоем цезия, традиционно используются благодаря присущей им высокой термической стабильности и относительно низкой работе выхода (1.7 эВ).

Использование никелевого анода, покрытого слоями графена, интеркалированными атомами цезия, позволило получить значения ϕ_a менее 1 эВ и, как следствие, трехкратное увеличение эффективности преобразования энергии (до 20%).

Литература

- [1] J.W. Schwede, I. Bargatin, D.C. Riley, B.E. Hardin, S.J. Rosenthal *Nature Materials* **9** 762 (2010)
- [2] M. Nolan, S. O'Callaghan, G. Fagas, J.C. Greer *Nano Lett.* **7** 34 (2007)
- [3] Yu.M. Spivak, S.V. Mjakin, V.A. Moshnikov, M.F. Panov, A.O. Belorus, A.A. Bobkov *J. of Nanomaterials* **2016** 8 (2016)
- [4] A. Mustafaev, R. Smerdov, B. Klimenkov *Bulletin of the American Physical Society* **62** 426 (2017)
- [5] R.S. Smerdov, Y.M. Spivak, V.S. Levitsky, V.A. Moshnikov *Journal of Physics: Conference Series* **1038** 012064 (2018)
- [6] A.S. Mustafaev, V.A. Polishchuk, A.B. Tsyganov, V.I. Yarygin, P.A. Petrov *Russian Journal of Physical Chemistry B.* **11** 118 (2017)

ЧАСТИЦЫ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ КАК ТРАНСПОРТНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ АДРЕСНОЙ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ КО ВНУТРЕННЕМУ УХУ

Ю.М. Спивак¹, С.Г. Журавский^{2,3}, В.А. Мошников¹, А.О. Белорус¹, А.А. Паневин²,
К. Беспалова¹, П.А. Сомов¹, Л.В. Чистякова⁴, Ю.М. Жуков⁴, А.С. Комолов⁴,
Я.В. Букина¹, М.О. Портнова¹, Д. Башарова¹

1 СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург

2 ПСПбГМУ им. акад. И. П. Павлова, Санкт-Петербург

3 НМИЦ им. В.А. Алмазова, Санкт-Петербург

4 СПбГУ, Санкт-Петербург

тел: (812) 234-3164, эл. почта: ymkanageeva@yandex.ru

Современным направлением развития фармакотерапии является стратегия адресной доставки лекарств [1]. Основными преимуществами адресной доставки лекарств по сравнению с традиционными лекарственными формами является возможность снижения общего токсического воздействия лекарства на организм за его счет адресной (целевой) доставки к пораженным клеткам, и возможность пролонгированного действия за счет регулирования скорости высвобождения лекарства. При создании фармацевтических препаратов такого рода необходимы дисперсные транспортные системы (ДТС) – носители не только лекарственных (ЛВ), но и вспомогательных веществ: биометок, молекул «наведения» и т.п. [1-3]. В качестве таких транспортных систем перспективными оказываются частицы пористого кремния (por-Si) [1, 3].

Технологическими преимуществами этого материала для биомедицинских задач оказываются технологичность, возможность создания дисперсных конструкций в широком диапазоне параметров (размеров, морфологии поверхности, пористости, диаметра пор, удельной площади поверхности, физико-химического состава), многофункционального использования (как матрицы-носителя, в качестве маркера, сенсора, катализатора) а также биосовместимость (низкая токсичность) и биodeградируемость [1, 4]. Важно, что в зависимости от технологических условий получения пористого кремния можно варьировать параметры пористой текстуры в широком диапазоне геометрических характеристик (тип текстуры, удельная площадь поверхности, распределение пор по размерам, пористость). От особенностей технологии получения также будет зависеть и состав адсорбционных центров на поверхности пористого кремния [4]. Все эти возможности необходимо учитывать при получении композиционных материалов на основе por-Si, поскольку характер адсорбции второй фазы в нем связан не только с природой фазы и методом ее введения, но и со свойствами поверхности и текстуры por-Si.

При разработке ДТС на основе частиц por-Si вышеперечисленные особенности крайне важны. Морфология и состав поверхности por-Si будут существенно определять возможность и характер закрепления молекул ЛВ в носителе [5]. От пористости и размера частицы зависит ее «грузовая емкость». От характеристик текстуры пористого кремния (микро-, мезо- макро- или смешанный тип) будут зависеть эффекты старения материала, которые напрямую определяют интенсивность процессов биodeградации *in vivo*. Одним из ключевых достоинств пористого кремния как ДТС является возможность контроля скорости высвобождения ЛВ в организме (достигать пролонгированного действия или наоборот сокращать его), произвольно изменяя удельную площадь поверхности пористых частиц. Кроме того, такие параметры наночастиц как размеры, форма, морфология и состав по-

верхности, ее зарядовое состояние, могут существенно влиять на биораспределение частиц, их биосовместимость или токсичность.

Для успешного применения новых систем ДТС в доклинических исследованиях при разработке фармацевтических препаратов нового поколения необходимы детальные исследования токсичности, ее зависимости от концентрации и геометрических характеристик наночастиц, изучение механизмов токсичности. Для достижения пролонгированного действия и управлением скоростью высвобождения ЛВ необходимы исследования физико-химических процессов при растворении пористой матрицы ДТС в физиологических средах и их аналогах, изучение механизмов адсорбции/десорбции ЛВ из пористых матриц с различными геометрическими параметрами и составом адсорбционных центров на поверхности пор. Это позволит в будущем правильно выбирать рабочие параметры ДТС, грамотно выбрать метод введения ЛВ в поры, определять дозировку при создании фармацевтического препарата, управлять скоростью высвобождения ЛВ из пористой матрицы.

Наша работа посвящена разработке наночастиц пористого кремния для применения в качестве дисперсных транспортных систем в органы, отделенные гистогематическим барьером от кровеносной системы.

В докладе рассматриваются особенности технологии получения и пост-обработки частиц *por-Si* для адресной доставки лекарств, особенности строения и физико-химических свойств таких частиц. Проводятся исследования влияния концентрации и размера частиц *por-Si* на их биосовместимость. Эксперименты проводятся в отношении инфузорий (например, *Paramecium caudatum* Keln). Исследования по биосовместимости проводятся совместно с РЦ «Культивирование микроорганизмов» Научного парка СПбГУ. Изучение биораспределения частиц *por-Si* в зависимости от их размеров при внутривенном введении проводится на животной модели (крыса) совместно с ПСПбГМУ им. акад. И. П. Павлова и НМИЦ им. В. А. Алмазова. Для диагностики частиц *por-Si* в тканях после интернализации применяются также физические методы исследования – РЭМ, РФЭС, АСМ. По определению фазового состава было выявлено, что кремний в тканях присутствует в окисленном состоянии. Экспериментально показана возможность доставки частицами *por-Si* антибиотика гентамицина-сульфата ко внутреннему уху при внутривенном введении. Обнаружено, что наибольший ототропный эффект фармакологического маркера кохлеодоступности отмечен при использовании лекарственных контейнеров из частиц *por-Si* субмикронного размера (500–600 нм).

Литература

[1] Исследование, технология и использование нанопористых носителей лекарств в медицине. Под общ. ред. Акад. РАН В. Я. Шевченко, акад. РАН О. И. Киселева, проф. В. Н. Соколова. СПб: Химиздат, 2015. 367 с.

[2] Паневин А.А., Журавский С.Г. *Бюллетень экспериментальной биологии и медицины*. Т. 164. № 9. С. 347-350 (2017).

[3] Ю.М. Спивак, А.О. Белорус, А.А. Паневин, С.Г. Журавский, В.А. Мошников, К. Беспалова, П.А. Сомов, Ю.М. Жуков, А.С. Комолов, Л.В. Чистякова, Н.Ю. Григорьева. *ЖТФ*, Т. 88. Вып. 9. С. 1394-1403 (2018).

[4] Yu.M. Spivak, S.V. Mjakin, V.A. Moshnikov, M.F. Panov, A.O. Belarus, A.A. Bobkov. *J. of Nanomaterials* 2016 8 p. (2016).

[5] Спивак Ю.М., Беспалова К.А., Белорус А.О., и др. *Биотехносфера*. № 3 (51). С. 69-75 (2017).

Секция С.

**ХАЛЬКОГЕНИДНЫЕ И
СТЕКЛООБРАЗНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ**

ВЛИЯНИЕ МЕТОДА ОСАЖДЕНИЯ НА СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК МАТЕРИАЛОВ ФАЗОВОЙ ПАМЯТИ

А.А. Шерченков¹, С.А. Козьохин², Н.И. Боргардт¹, П.И. Лазаренко¹, А.В. Бабич¹,
А.О. Якубов¹, Д.Ю. Терехов¹, Ю.С. Зыбина¹

¹НИУ МИЭТ, Москва

²ИОНХ им. Н.С. Курнакова РАН, Москва

тел: (499) 720-87-32, факс: (499) 720-85-65, эл. почта: aa_sherchenkov@rambler.ru

В данный момент наиболее перспективным кандидатом на энергонезависимую память нового поколения считается фазовая память (ФП). Более того, в будущем ФП может заменить, не только флэш-память, но и современные накопители на основе жестких магнитных дисков и даже оперативную память.

В настоящее время наиболее активно исследуются и используются для изготовления ячеек ФП халькогенидные полупроводниковые соединения на линии квазибинарного разреза GeTe-Sb₂Te₃, прежде всего, Ge₂Sb₂Te₅ (GST225) благодаря комплексу свойств. Однако, несмотря на заметный прогресс, достигнутый в последнее время, технология ФП требует существенного совершенствования.

Наиболее широко для формирования тонких пленок GST225 используется метод магнетронного распыления (МР). Однако на стадии разработки технологии, когда необходимо модифицировать состав, требуется более оперативный и дешевый метод, например, метод вакуум-термического испарения (ВТИ). В то же время метод осаждения может оказать заметное влияние на свойства осаждаемых пленок. В связи с этим, целью данной работы было комплексное исследование свойств тонких пленок GST225, осажденных методами МР и ВТИ.

Тонкие пленки GST225 были получены методами термического испарения в вакууме предварительно синтезированного материала и магнетронного распыления поликристаллической мишени GST225.

Состав тонких пленок контролировался методами обратного Резерфордского рассеяния, Оже-спектроскопии (Perkin Elmer PHI-660), вторичной ионной масс-спектроскопии (IonTOF ToF.SIMS 5), рентгеноспектрального микроанализа (CAMEBAX, Cameca).

Структура пленок исследовалась с помощью рентгенофазового анализа (Rigaku SmartLab) и просвечивающей электронной микроскопии (FEI Titan 80–300).

Для исследования термических свойств и кинетики кристаллизации применялся дифференциальный сканирующий калориметр DSC-50 (Shimadzu), измерения проводились при 8 различных скоростях нагрева от 1 до 90 °С в минуту в потоке азота.

Температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента термо-ЭДС измерялись на специализированных программно-аппаратных комплексах с использованием планарных структур.

Контроль геометрических параметров проводился на растровом электронном микроскопе (РЭМ) Carl Zeiss NVision 40 и атомно-силовом микроскопе (АСМ) NT-MDT SolverPro.

Механические свойства слоев GST225 исследовался с помощью наноиндентирования (В-J53).

Все использованные методы указывают на то, что интегральный состав тонких пленок, полученных обоими методами, близок к GST225. В то же время согласно Оже-спектроскопии распределение элементов по толщине сильно зависит от метода осаждения. Для МР слоев характерно однородное распределение элементов.

В то же время для ВТИ пленок наблюдается избыток сурьма вблизи поверхности и избыток теллура вблизи дна слоя.

Согласно РФА осажденные пленки являются аморфными. В диапазоне 145-160° С на температурных зависимостях удельного сопротивления и коэффициента термо-ЭДС наблюдаются перегибы. Согласно РФА и ПЭМ это связано с кристаллизацией слоев и согласуется с появлением экзотермических пиков на ДСК кривых. При этом температура кристаллизации ВТИ тонких пленок ниже на ~10°С. Кроме того, для этого типа слоев на ДСК кривых наблюдается дополнительные экзопики, которые отсутствуют для МР пленок.

Удельное сопротивление МР слоев выше, что предпочтительно для применения в устройствах ФП. Анализ температурных зависимостей ВАХ показал, что механизмы переноса для ВТИ и МР пленок схожи. Коэффициент термоЭДС больше в случае МР пленок. При этом перепад коэффициента термоЭДС при кристаллизации для ВТИ пленок выше.

Оценка механических свойств (твердость и модуль Юнга) по результатам наноидентификации проводилась с использованием метода Оливера и Фарра. Установлено, что твердость и модуль Юнга увеличиваются при кристаллизации и выше для МР тонких пленок.

Для оценки кинетических параметров кристаллизации использовалась разработанная ранее методика, основанная на проведении ДСК измерений при различных скоростях нагрева, и совместном использовании безмодельных и модельных методов (методы Озавы-Флинна-Уолла и Коатса-Редферна). Это позволило определить все три кинетических параметра кристаллизации: модель реакции, эффективную энергию активации, предэкспоненциальный множитель (последние два в зависимости от степени преобразования). С использованием кинетических параметров были спрогнозированы время хранения информации и быстродействие ячеек ФП. Оказалось, что время хранения информации выше в случае МР тонких пленок. В то же время быстродействие выше для ВТИ слоев. При этом, механизмы кристаллизации схожи в обоих случаях.

Таким образом, проведенные исследования показали, что интегральный состав тонких пленок, полученных методами МР и ВТИ, близок к GST225. При этом, однако, распределение элементов по толщине сильно отличается. Это приводит к заметному отличию термических, электрофизических и механических свойств слоев и кинетики кристаллизации. В связи с этим, результаты, полученные с использованием метода ВТИ на стадии отработки технологии, требуют последующего уточнения с использованием метода МР.

ЛАЗЕРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ МАТЕРИАЛОВ ФАЗОВОЙ ПАМЯТИ

С.А. Козюхин¹, П.И. Лазаренко², Ю.В. Воробьев³, М.П. Смаев⁴, А.А. Полохин²,
Ю.С. Зыбина², В.Н. Сигаев⁴

¹Институт общей и неорганической химии РАН, г. Москва

²НИУ «Московский институт электронной техники», г. Зеленоград

³Рязанский государственный радиотехнический университет, г. Рязань

⁴Российский химико-технологический университет, г. Москва

тел.: (495)952-2382, эл. почта: sergkoz@igic.ras.ru

Изучена модификация аморфных тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST225) при импульсном лазерном облучении. Композиция GST225 является одним из широко изучаемых материалов фазовой памяти (PCM), который в настоящее время используется для энергонезависимых перезаписываемых устройств хранения данных на основе фазовых переходов. В данной работе аморфные тонкие состава были получены магнетронным распылением на постоянном токе мишени GST225. Для определения состава и распределения элементов по толщине пленки использовались различные методы (EDXS, Оже электронная спектроскопия, масс-спектрометрия вторичных ионов TOF SIMS). Исследования рентгеновской дифракции (XRD) тонких пленок проводились с использованием дифрактометра Rigaku Smart Lab. Все образцы изучались с использованием просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) Titan 80-300 (FEI), рамановской спектроскопии (КРС) и АСМ.

Мы использовали для модификации поверхности лазер с фемтосекундной длительностью импульса ($\lambda = 515$ нм, 210 фсек, частота импульсов 210 кГц, Pharos). Показано, что, используя специально подобранные параметры лазерного воздействия, можно реализовать различные типы поверхностных структур в аморфной пленке. Мы наблюдали полностью закристаллизованные пятна в аморфной матрице GST225 в случае «слабой» интенсивности лазера. Повышение мощности лазерного облучения приводило к образованию кольцевых структур с аморфной центральной частью и кристаллической оболочкой. Последующее увеличение лазерной интенсивности позволило сформировать периодические поверхностные структуры (т.н. рипплы) на периферии лазерного пятна. В этих структурах возможна реализация периодической модуляции показателя преломления за счет затвердевания после лазерного воздействия гребней и долин нанорешеток в разных фазовых состояниях, диэлектрические постоянные которых отличаются друг от друга. Данный вывод был сделан на основе результатов сканирующей зондовой микроскопии и ПЭМ высокого разрешения. Для объяснения эффекта предложена модель гетерогенной кристаллизации поверхности выпуклых и вогнутых тел. Мы также наблюдали разрушение аморфной пленки и частичное испарение материала в центральной части в случае интенсивности лазерной накачки выше пороговой. Эффект обусловлен тем, что импульсный лазерный отжиг сопровождается очень быстрым нагревом кристаллической решетки за счет электрон-фононной релаксации и последующим столь же быстрым плавлением приповерхностного слоя [1].

Работа поддержана грантом РФФИ (№17-03-00450).

Литература

[1] С. А. Ахманов, В. И. Емельянов и др. *УФН* **147** 685 (1985)

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИМПЛАНТАЦИИ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ СВОЙСТВАМИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ФАЗОВОЙ ПАМЯТИ

П.И. Лазаренко¹, С.А. Козюхин², А.А. Шерченков¹, А.О. Якубов¹, М.Ю. Пресняков³, Е.П. Кириленко⁴, Д.А. Дронова¹, М. Кузмичева¹, Ю.И. Чигиринский¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Зеленоград

²Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва

³Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

⁴Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

⁵Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний-Новгород

тел.: (925) 205-2226, эл. почта: aka.jum@gmail.com

Оптические и электрические интегральные устройства фазовой памяти (PCM) обладают значительными перспективами развития и коммерциализации [1]. В частности, в настоящий момент представлены первые прототипы полностью оптической интегральной фазовой памяти на основе халькогенидного полупроводника $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Несомненный прогресс наблюдается и в технологии электрической PCM. Однако, несмотря на это, до сих пор актуальной задачей является разработка эффективных методов управления характеристиками материалов фазовой памяти на основе соединений Ge-Sb-Te .

Одним из традиционных методов управления свойствами материалов электронной техники является легирование. Тем не менее изменение характеристик халькогенидных стекол является сложной задачей из-за их низкой чувствительности к большинству легирующих примесей [2]. На наш взгляд, перспективной легирующей примесью для $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ является Bi . Выбор легирующей примеси основан на следующих предположениях. Bi изоморфен Sb , что должно привести к замещающему механизму легирования с появлением минимальных деформаций и механических напряжений. При этом присутствие катионных вакансий в структуре $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ с концентрацией 10-20% должно способствовать данному механизму. В этом случае образование более слабых связей Bi-Te по сравнению с Sb-Te должно изменять тепловые свойства и кинетику кристаллизации $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Ранее нами было показано [3], что введение и изменение концентрации легирующей примеси Bi оказывает значительное влияние на тепловые, электрические и оптические свойства, а также на кинетику кристаллизации тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, полученных методом вакуумно-термического испарения синтезированного материала.

До настоящего времени большинство исследований было сосредоточено на введении различных примесей в материалы PCM с использованием методов термического испарения синтезируемого материала и магнетронного распыления мишеней. При этом метод ионной имплантации является более универсальным и позволяет более точно обеспечивать управление глубиной и количеством ионов примеси за счет регулирования уровня энергии и дозы падающего излучения. Кроме того, метод ионной имплантации совместим с современной кремниевой технологией, используемой при изготовлении ИС, и повсеместно используется на производствах микроэлектронной продукции. Таким образом, целью данной работы являлось исследование возможности управления свойствами тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ с помощью введения легирующей примеси висмута методом ионной имплантации.

Осаждение аморфных тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ проводилось методом магнетронного распыления материала мишени в атмосфере аргона. Толщина сформированных пленок составляла 40 нм. Облучение образцов ионами висмута проводилось на установке, созданной в Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского на основе импульсного частотно-периодического источника ионов «Радуга-М», при ускоряющем напряжении 80 кэВ. Концентрация примеси в пленке варьировалась за счет изменения дозы ионов висмута.

Результаты профильного анализа состава, проведенные на сканирующем оже-электронном и времяпролетном вторично-ионном масс-спектрометрах, показали, что в работе была достигнута успешная имплантация висмута в аморфные тонкие пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ с относительно равномерным распределением примеси по толщине. Влияние имплантации висмута и изменения дозы излучения на структурные особенности тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ были исследованы с использованием методов просвечивающей электронной микроскопии, рентгенофазового анализа и комбинационного рассеяния света. При этом в ходе дополнительных экспериментов было показано, что вариация дозы ионов висмута, и, как следствие, изменение концентрации висмута в пленках $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, полученных методом магнетронного напыления, позволило существенно изменить электрофизические параметры, а также температуру фазового перехода из аморфного в кристаллическую состояние по сравнению с нелегированными пленками.

Литература

- [1] M. Wuttig, H. Bhaskaran, T. Taubner *Nature Photonics* **11** 465 (2017)
- [2] N.F. Mott, E.A. Davis *Electron Processes in Non-Crystalline Materials* (Oxford: Clarendon Press) 590 p. (1979)
- [3] S. Kozyukhin, A. Sherchenkov, A. Babich, P. Lazarenko, H.P. Nguyen, O. Prikhodko *Can. J. Phys.* **92** 684 (2014)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОПАЛОВЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ, ПОКРЫТЫХ СЛОЕМ Ge₂Sb₂Te₅

С.А. Дьяков¹, М.М. Воронов², С.А. Яковлев², I.A. Akimov³, А.Б. Певцов²,
С.Г. Тиходеев^{4,5}, Н.А. Гиппиус¹

¹Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля д. 3, Москва, Россия

²ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

³Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, Germany

⁴ИОФАН им Прохорова, Москва, Россия

⁵Физический факультет МГУ, Москва, Россия

Теоретически и экспериментально исследованы спектры отражения трехмерных гибридных опаловых фотонных кристаллов, покрытых слоем Ge₂Sb₂Te₅ (GST) для разных углов падения света. Показано, что в присутствии этого слоя спектры отражения содержат особенности, связанные с резонансными аномалиями Вуда. Экспериментальные спектры отражения хорошо согласуются с расчетами, выполненными Фурье-модальным методом в форме матрицы рассеяния. Рассчитаны пространственные распределения электрического поля падающего света на резонансных частотах.

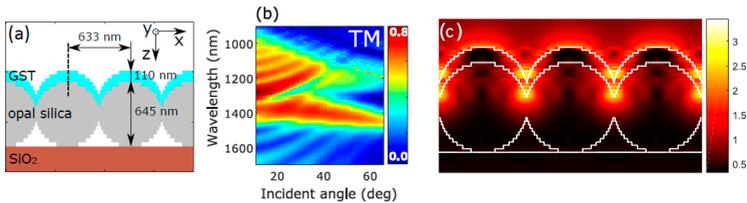


Рис.1 (а) Схема структуры опала, покрытого слоем GST. Показан только один моно-слой сфер. (б) Экспериментально измеренный коэффициент отражения в зависимости от длины волны и угла падения. (с) Амплитуда колебаний электрического поля падающей волны при $\lambda = 1310$ nm, $\theta = 56^\circ$ в ТМ поляризации.

Для моделирования оптических свойств описанного фотонного кристалла мы предложили модель гибридной структуры, где вертикальное сечение укупоривающего слоя GST имеет форму полумесяца (см. Рис. 1а). Это позволяет правильно теоретически описать аномалии Вуда в спектрах отражения таких структур (рис. 1, б). В работе [1] показано, что указанные аномалии Вуда соответствуют квазиволноводным модам, которые локализованы в воздушных зазорах между сферами диоксида кремния в приповерхностной области опалового фотонного кристалла (рис. 1в). Измеренные спектры отражения таких структур находятся в количественном согласии с результатами моделирования, полученными методом матрицы рассеяния. Можно ожидать, что предложенная модель может быть использована для прогнозирования оптических свойств других опаловых структур, в том числе с учетом влияния фазового перехода в GST.

Потенциальные практические применения таких структур включают разработку перспективных элементов для оптических переключателей, фильтров и мультиплексоров.

Благодарности

С.А.Д., Н.А.Г. и С.Г.Т благодарят Российский научный фонд (грант № 16-12-10538). С.А.Я., А.Б.П. и I.A.A. благодарят Российский фонд фундаментальных ис-

следований (проект № 15-52-12011) и Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) в рамках the International Collaborative Research Centre (ICRC) TRR 160. Расчеты были выполнены с использованием ресурсов высокопроизводительного кластера ИВМ Сколковского института науки и технологий (Сколтех).

Литература

[1] S. A. Dyakov, N. A. Gippius, M. M. Voronov, S. A. Yakovlev, A. B. Pevtsov, I. A. Akimov, S. G. Tikhodeev, Quasiguidded modes of opaline photonic crystals covered by $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. *Physical Review* **B96**, 045426 (2017)

ЭФФЕКТЫ ПАМЯТИ И ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ GeTe/Sb₂Te₃

Е.Ф. Троян¹, Б.С. Колосницын², В.Н. Данько¹

¹New Europe Innovative Technologies, Inc.

²Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
тел./факс: (+375-17) 202-96-98, эл. почта: troevfe@gmail.com

Давно известно, что в аморфном халькогенидном соединении, Ge₂Sb₂Te₅ (GTS), состояние с низким сопротивлением (ON-state) сохраняется при отсутствии внешнего напряжения – эффект памяти. На первый взгляд кажется, что эффект памяти наблюдается в сложной многокомпонентной халькогенидной «каше». Но «кашей в голове сыт не будешь». Поэтому, мы попробовали проанализировать и разобраться, что из себя представляет данное аморфное халькогенидное (ХГ) соединение.

Еще 50 лет назад Петров и др. [1] установили, что аморфное ХГ соединение Ge₂Sb₂Te₅ представляет собой периодическую систему, состоящую из нано-слоев [GeTe]_{m=2}[Sb₂Te₃]_{m=1}, которая в последствии получила название структура, или «фаза Петрова» [2]. В данной структуре нано-блоки [GeTe]₂ располагаются между квантовыми слоями Sb₂Te₃. Мы обратили внимание на характерные особенности «фазы Петрова».

Во-первых, аморфная ХГ «фаза Петрова» имеет большое количество повторяющихся нано-интерфейсов, а именно: (GeTe/Sb₂Te₃)_n. Мы создали отдельно один тонкопленочный кластер GeTe/Sb₂Te₃ и расположили его между двумя металлическими электродами. В результате, был получен стабильно работающий, в зависимости от полярности приложенного напряжения, тонкопленочный элемент памяти. Элемент памяти переключался из состояния с высоким сопротивлением (OFF-state) в состояние с низким сопротивлением (ON-state) только при отрицательном напряжении на электроде, контактирующим с пленкой Sb₂Te₃. Элемент возвращался в исходное состояние с высоким сопротивлением (OFF-state) только при смене полярности приложенного к электродам напряжения. Во-вторых, известно [3], что такой отдельный нано-блок «фазы Петрова», как GeTe является высокотемпературным сегнетоэлектриком с T_c = 630÷700°K. При сегнетоэлектрическом фазовом переходе для любого сегнетоэлектрика характерно появление внутреннего электрического поля. Поэтому была создана тонкопленочная структура с тремя электродами, в которой один электрод («затвор») располагался над пленкой GeTe, а два других контактировали с пленкой Sb₂Te₃. Основная цель данного эксперимента заключалась в исследовании влияния переменного напряжения на «затворе» на такие основные параметры элемента памяти GeTe/Sb₂Te₃, как величина порогового тока I_{пор}, напряжения U_{пор}, время переключения t_{пер} и т.д. В результате, при незначительном изменении напряжения на «затворе» наблюдалось уменьшение U_{пор} и t_{пер}. Кроме того, при положительном напряжении на «затворе» в структуре наблюдался только эффект памяти. При смене полярности напряжения на «затворе» (при величине отрицательного напряжения U = -1,1÷-1,5В) в структуре наблюдался переход от эффекта памяти к эффекту порогового переключения. Данный переход был обратимым и повторялся неоднократно со сменой полярности напряжения на «затворе». Отсюда был сделан вывод, что в пленках GeTe/Sb₂Te₃ эффекты памяти и переключения имеют общую полевую природу и происходят на интерфейсе слоев GeTe/Sb₂Te₃. Температура также оказывает на эти эффекты существенное влияние. Возможно, именно поэтому эффекты памяти в соединениях GTS часто связывают с кристаллизацией аморфного

состояния, то есть с тепловыми процессами. В связи с полученными результатами нами была разработана единая физическая модель эффектов памяти и переключения в ХГ пленках [4].

По нашему мнению в результате процесса полярной электро-миграции компонентов под воздействием внешнего напряжения $U=U_{\text{пор}}$, при участии поверхностных состояний (ПС) интерфейса ($\text{GeTe/Sb}_2\text{Te}_3$) ХГ пленок, происходит косвенное перераспределение электронной плотности на ионах металла разной валентности (например, Sb) с последующим фазовым переходом некоторых части интерфейса в высокоупорядоченное, метастабильное, вырожденное состояние с металлическим типом проводимости - «шнур проводимости».

Единая модель позволяет также предположить для GTS соединений:

а) эффект переключения в тонкопленочных GTS соединениях связан с гигантским спин-орбитальным взаимодействием (COB) и с инверсией зон в «шнуре проводимости», то есть с фазовым переходом на интерфейсах: *обычный изолятор – 3D топологический кристаллический изолятор*;

б) эффект памяти в тонкопленочных GTS соединениях обусловлен индуцированием в некоторых составных частях сложного ХГ соединения (например, для аморфного ХГ соединения $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ это области GeTe) внутреннего электрического поля - U_{ind} , удерживающего на интерфейсах $(\text{GeTe/Sb}_2\text{Te}_3)_n$ в отсутствие внешнего напряжения (при $U_{\text{ind}} \geq U_{\text{уд}}$) метастабильное вырожденное состояние, а именно «шнур проводимости»;

в) отличие величин сопротивлений в ХГ GTS элементов порогового переключения и элементов памяти, находящихся в ON-state связано с уменьшением COB в «шнуре проводимости» под воздействием внутреннего индуцированного поля и с переходом от деструктивной к конструктивной интерференции волн электронной плотности.

На основании единой модели нами созданы новые тонкопленочные элементы и получены патенты на их конструкции в РФ, ЕС и USA [5].

Литература

- [1] Petrov I.I., B., Imamov R.M., Pinsker Z. G. “Electron-diffraction determination of the structures of $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ and GeSb_4Te_7 ”, Sov. Phys. Crystallogr., v.13, 1968, p.339÷342.
- [2] Tominaga J., Simson R., Fons P., Kolobow A. “Electrical-field induced giant magnetoresistivity in (non-magnetic) phase change material”, Appl.Phys.Lett.,v.99, 2011, p.152105 (1÷3)
- [3] Квятковский О.Е., Максимов Е.Г. “Микроскопическая теория динамики решетки. Природа сегнетоэлектрической неустойчивости в кристаллах”, Усп. Физ.Наук, т. 154, в.1, 1998, стр.3÷48.
- [4] Колосницын Б.С., Троян Е.Ф. “Эффекты памяти и переключения в тонкопленочных неупорядоченных халькогенидных полупроводниках”, Доклады БГИР, №2 (104), 2017, стр.25-30.
- [5] Троян Е.Ф. РФ №2618959, 11 мая 2017г.; US 9,865,811, jan.9, 2018.

ЭФФЕКТ ПУЛА-ФРЕНКЕЛЯ В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С РАЗЛИЧНЫМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ СТРУКТУРАМИ

А.М.Пашаев^{1,2}, Б.Г. Тагиев^{1,2}, О.Б.Тагиев^{2,3}

¹Национальная Академия Авиации. Баку, Азербайджан

²Институт Физики Национальной Академии Наук, Баку, Азербайджан

³Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г.Баку, Азербайджан

Эл. почта: bahadur34@mail.ru

Халькогенидные двойные и тройные соединения с общими формулами $A^{III} B^{VI}$ ($A_2^{III} B_3^{VI}$) и $A^{II} A_2^{III} C_4^{VI}$ являются интересными полупроводниками для исследования электрических, фотоэлектрических и люминесцентных явлений. Эти соединения обладают уникальными структурными особенностями. Соединение типа GaSeиз группы $A^{III} B^{VI}$ (где A^{III} – Ga, In, Al и др. трех валентные катионы, B^{VI} – Se, Sexалькогены) имеют слоистую структуры. В зависимости от типа и концентрации, вводимых в $A^{III} B^{VI}$, их удельное сопротивление изменяется в широком интервале ($10^2 \div 10^9$ Ом·см) и резко увеличивается fotocувствительность (кратность отношения темного сопротивления R_T к световому R_C составляет $\frac{R_0}{R_C} = 10 \div 10^4$).

Сущность эффекта ЭПФ заключается в понижении энергии активизации примесных уровней электрическим полем, что приводит к увеличению концентрации носителей тока где $E(0)$ энергия активации ловушек в области выполнения закона Ома [1].

$$E_t(E) = E(0) - \sqrt{\frac{e^3 E}{\pi \epsilon \epsilon_0}} \quad (1)$$

В соответствии в формуле (1) E_t , которая в сильных электрических полях определяется из температурной зависимости электропроводности, линейно уменьшается с ростом \sqrt{E} [2].

Халькогениды галлия состава $A_2^{III} B_3^{VI}$ (Ga_2Se_3, Ga_2Te_2 и др.) являются алмазоподобными полупроводниками, которые имеют структурные дефекты за счет вакансии галлия. Наличие вакантных мест в структурах соединений $A_2^{III} B_3^{VI}$ делает их интересными материалами для исследования электрических, диэлектрических, люминесцентных явления и перспективными для создания диэлектрических преобразователей.

Указанные типы соединений синтезировались из соответствующих компонентов, взятых в стехиометрических соотношениях, в вакуированных кварцевых ампулах, откачанных до 10^{-4} мм.рт.ст. Монокристаллы слоистых полупроводников выращивались методом Бриджмена. При этом размеры выращенных слоистых монокристаллов GaSe, GaTe, InSe и твердых растворов на с основы были $1,5 \times 6,0 \times 20$ мм³. Омические контакты к образцам слоистых монокристаллов создавались в плавлении индия. Размеры образцов были $x0,2 \times 5$ мм³. В этих кристаллах для измерения электропроводности вдоль ($\sigma_{||}$) и поперек слоев (σ_{\perp}) омические контакты наносились на противоположную поверхность и торцы образцов, что позволяло оценить анизотропию проводимости [3].

В настоящей работе с целью определения механизмы токопрохождения и важных параметров локальных уровней исследование электропроводности полупро-

водников, входящих в группы $A^{III}B^{VI}$ ($A_2^{III}B_3^{VI}$) и $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$ проводилось в сильных электрических полях до 10^5 В/см в интервале температур 77 ± 400 К и представлены результаты и их обсуждения.

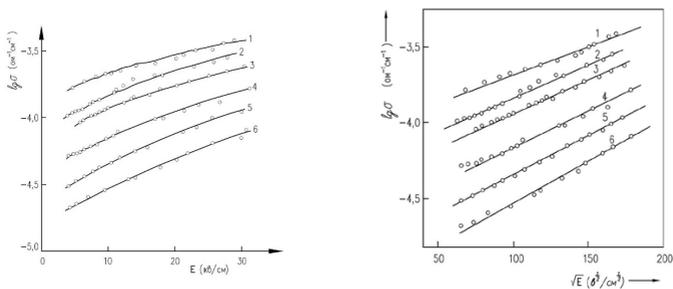


Рис. 1 (а, б). Зависимость электропроводности (σ , $\text{ом}^{-1} \text{см}^{-1}$) монокристалла GaSe от напряженности электрического поля (E , в/см) при различных температурах ($^{\circ}\text{K}$): 1-216, 2-198, 3-185, 4-169, 5-158, 6-144. а- в координатах $\lg\sigma$ - E ; б- в координатах

Анализ экспериментальных данных показывает, что в сильных электрических полях от 10^3 до $5 \cdot 10^4$ В/см зависимость σ различных халькогенидных полупроводников от E хорошо выражается формулы Френкеля. На рис. 1 представлены экспериментальные данные для слоистых кристаллов на примере GaSe в координатах $\lg\sigma$ от E и $\lg\sigma$ от \sqrt{E} .

Анализ полученных данных показывает, что выполнение закона Френкеля в различных халькогенидных полупроводниках со слоистой (типа GaSe) и кубической (типа Ga_2Se_3) и орторомбической структурами (типа EuGa_2S_4) позволяет определить важнейших параметров этих материалов, например, энергию активации примесных уровней, диэлектрическую проницаемость, длину свободного пробега носителей тока, концентрацию ловушек, концентрацию носителей тока и их подвижность.

Литература

- [1] Я.И. Френкель, ЖЭТФ, 8, 1893 (1938)
- [2] Я.И. Френкель, ЖЭТФ, 23, 619 (1952)
- [3] E.S. Quseinova, V.A. Gadzhiev, B.G. Tagiyev, Phys. Stat. Sol.(a), 12, 75 (1969); Phys. Stat. Sol.(a), 2, 463, (1970).

АНТИСТРУКТУРНЫЕ ДЕФЕКТЫ В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛАХ

П.П. Серегин¹, Е.И. Теруков², А.В. Марченко¹, А.Б. Жаркой¹, К.Б. Шахович¹

¹Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

e-mail: ppseregin@mail.ru

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального наблюдения атомов олова, входящих в состав антиструктурных дефектов в стеклообразных полупроводниковых сплавах $\text{Ge}_{20}\text{Te}_{80}$, $\text{As}_{30}\text{Te}_{70}$ и $\text{Ge}_{15}\text{As}_4\text{Te}_{81}$. Для этой цели использован эмиссионный вариант мессбауэровской спектроскопии на изотопах $^{119\text{m}}\text{Sn}$ ($^{119\text{m}}\text{Sn}$), ^{119}Sb ($^{119\text{m}}\text{Sn}$) и $^{119\text{m}}\text{Te}$ ($^{119\text{m}}\text{Sn}$), что позволило стабилизировать примесные атомы олова в несвойственных им положениях после цепочки радиоактивных распадов материнских ядер.

Исходные компоненты высокой степени чистоты (не хуже 99.999%) сплавлялись в тонкостенных кварцевых ампулах, вакуумированных до 10^{-3} мм рт. ст. Изотопы $^{119\text{m}}\text{Sn}$, ^{119}Sb и $^{119\text{m}}\text{Te}$ получали по реакциям $^{118}\text{Sn}(n, \gamma)^{119\text{m}}\text{Sn}$ и $^{117}\text{Sn}(\alpha, 2n)^{119\text{m}}\text{Te}$. Мессбауэровские спектры $^{119\text{m}}\text{Sn}$ измерялись при 80 К с поглотителем $\text{Ca}^{119}\text{SnO}_3$. Изомерные сдвиги приводятся относительно поглотителя CaSnO_3 .

Эмиссионные мессбауэровские спектры стекол $\text{Ge}_{20}\text{Te}_{80}$ и $\text{Ge}_{15}\text{As}_4\text{Te}_{81}$ с материнскими атомами $^{119\text{m}}\text{Sn}$ представляют собой одиночные линии с изомерными сдвигами $IS \sim 2.05 - 2.09$ мм/с. Эти сдвиги близки к изомерному сдвигу мессбауэровского спектра ^{119}Sn серого олова, в котором олово образует тетраэдрическую систему химических связей. Поскольку согласно рентгеноструктурным данным германий в стеклообразных сплавах $\text{Ge}_{1-x}\text{Te}_x$ образует тетраэдрическую систему связей, то можно утверждать, что в стеклах $\text{Ge}_{20}\text{Te}_{80}$ и $\text{Ge}_{15}\text{As}_4\text{Te}_{81}$ олово изovalентно замещает четырех координированный германий, повторяя структуру его химических связей. Эмиссионный мессбауэровский спектр стекла $\text{As}_{20}\text{Te}_{70}$ также представляет собой одиночную линию, изомерный сдвиг которой отвечает четырех координированному олову с тетраэдрической системой химических связей. Поскольку в стекле $\text{As}_{20}\text{Te}_{70}$ локальная симметрия атомов мышьяка и теллура не является тетраэдрической, то следует сделать вывод, что атомы $^{119\text{m}}\text{Sn}$ не замещают атомы мышьяка и теллура, а принимают участие в образовании структурной сетки стекла $\text{As}_{30}\text{Te}_{70}$ $^{119\text{m}}\text{Sn}_x$, и их локальная симметрия является тетраэдрической (подобно локальной симметрии атомов германия в стеклах $\text{Ge}_{20}\text{Te}_{80}$ и $\text{Ge}_{15}\text{As}_4\text{Te}_{81}$). Мессбауэровский зонд $^{119\text{m}}\text{Sn}$, возникающий после распада таких атомов $^{119\text{m}}\text{Sn}$, наследует их тетраэдрическую систему химических связей. Таким образом, мессбауэровский зонд $^{119\text{m}}\text{Sn}$, образовавшийся после распада материнских атомов $^{119\text{m}}\text{Sn}$ в узлах германия (или олова) структурной сетки стекол $\text{Ge}_{20}\text{Te}_{80}$, $\text{As}_{30}\text{Te}_{70}$ $^{119\text{m}}\text{Sn}_x$ и $\text{Ge}_{15}\text{As}_4\text{Te}_{81}$, представляет собой структурный дефект, причем примесный атом олова повторяет тетраэдрическую систему химических связей замещаемого атома.

Эмиссионные спектры с материнскими атомами ^{119}Sb в стеклах $\text{As}_{30}\text{Te}_{70}$ и $\text{As}_4\text{Ge}_{15}\text{Te}_{81}$ представляют собой одиночные линии с изомерными сдвигами $IS \sim 3.46 - 3.52$ мм/с, близкими к изомерному сдвигу мессбауэровского спектра ^{119}Sn теллурида двухвалентного шестикоординированного олова. Объясняется это тем, что материнские атомы ^{119}Sb изovalентно замещают атомы мышьяка в структурной сетке стекол, так что дочерний зонд $^{119\text{m}}\text{Sn}$, образовавшийся после распада ^{119}Sb , также оказывается в узлах трехкоординированного мышьяка, а в его локальном окружении находятся только атомы теллура. Близость параметров мес-

сбауэровских спектров олова в стеклах $As_{30}Te_{70}$ и $As_4Ge_{15}Te_{81}$ и в теллуриде олова свидетельствует в пользу того, что примесные атомы ^{119m}Sn , возникающие после распада атомов ^{119}Sb в узлах трехкоординированного мышьяка, перестраивают свое локальное окружение таким образом, что они оказываются двухвалентными и шести координированными Эмиссионный спектр с материнскими атомами ^{119}Sb в стекле $Ge_{20}Te_{80}$ представляют собой одиночную линию с изомерным сдвигом $IS \sim 3.51$ мм/с, близким к изомерному сдвигу мессбауэровского спектра ^{119}Sn теллурида двухвалентного шестикоординированного олова. Очевидно, что в этом стекле материнские атомы ^{119}Sb не замещают атомы германия или теллура, а участвуют в образовании собственных трехкоординированных узлов структурной сетки стекла $Ge_{20}Te_{80}^{119}Sb_x$, причем в ближайшем окружении атомов сурьмы (а, следовательно, и дочерних атомов ^{119m}Sn) оказываются только атомы теллура. Близость параметров мессбауэровских спектров олова в стекле $Ge_{20}Te_{80}^{119}Sb_x$ и в теллуриде олова свидетельствует в пользу того, что примесные атомы ^{119m}Sn , возникающие после распада атомов ^{119}Sb , перестраивают свое локальное окружение таким образом, что они оказываются двухвалентными и шести координированными. Таким образом, мессбауэровский зонд ^{119m}Sn , образовавшийся после распада материнских атомов ^{119}Sb в узлах мышьяка (или сурьмы) структурной сетке стекол $Ge_{20}Te_{80}^{119}Sb_x$, $As_{30}Te_{70}$ и $Ge_{15}As_4Te_{81}$, представляет собой структурный дефект.

Эмиссионные мессбауэровские спектры стекол $Ge_{20}Te_{80}$, $As_{20}Te_{80}$ и $Ge_{15}As_4Te_{81}$ с материнскими атомами ^{119m}Te представляют собой суперпозицию двух одиночных линии различной интенсивности. Менее интенсивная линия отвечает атомам ^{119m}Sn , смещенным из узлов теллура в узлы германия вследствие энергии отдачи, возникающей при радиоактивном распаде материнских атомов теллура. Согласно величине изомерного сдвига этой линии смещенные атомы олова оказываются в состоянии Sn-IV. Более интенсивные линии в этих спектрах имеют изомерный сдвиг $IS \sim 3.16$ мм/с, который близок к изомерным сдвигам мессбауэровских спектров интерметаллических соединений олова. Отсутствие в спектрах стекол квадрупольного расщепления указывается на кубическую симметрию локального окружения олова. Иными словами, образование антиструктурного дефекта при замещении атома-металлоида (Te) примесным атомом-металлом (Sn) в структуре стекол $Ge_{20}Te_{80}$ и $Ge_{15}As_4Te_{81}$ происходит перестроение локальной структуры узлов теллура.

Таким образом, распад радиоактивных материнских атомов ^{119m}Sn , ^{119}Sb и ^{119m}Te в узлах структурной сетки стеклообразных сплавов $Ge_{20}Te_{80}$ и $Ge_{15}As_4Te_{81}$ сопровождается стабилизацией как структурных дефектов (в виде примесных атомов олова в узлах германия) так и в виде антиструктурных дефектов (в виде примесных атомов олова в узлах теллура и мышьяка). Изовалентное замещение атомов германия атомами олова не изменяет структуру ближнего порядка узлов германия, тогда как атомы олова в несвойственных для них позициях теллура (и мышьяка) перестраивают свое локальное окружение.

ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ КИНЕТИКИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК МАТЕРИАЛОВ ФАЗОВОЙ ПАМЯТИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

А.О. Якубов¹, А.А. Шерченков¹, А.В. Бабич¹, П.И. Лазаренко¹, Д.Ю. Терехов¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва

тел.: (916) 092-4739, эл. почта: alexsey007@mail.ru

Устройства электрической фазовой памяти (PCM), принцип работы которых основан на обратимых фазовых переходах между аморфным и кристаллическим состояниями, в последние годы активно разрабатываются. Для формирования ячеек фазовой памяти наиболее широко применяются материалы системы Ge-Sb-Te, в частности соединение $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST225). Однако, несмотря на ряд достоинств PCM устройств (высокая скорость записи и чтения, больше количество циклов перезаписи, высокая радиационная стойкость и т.д.) в настоящее время они не являются конкурентоспособными на рынке. Связанно это, с неотработанностью технологии и наличием ряда нерешенных научно-технических проблем. В частности, слабо изучен процесс кристаллизации, который определяет достижимую скорость обработки данных.

В связи с этим целью данной работы являлось изучение особенностей кинетики кристаллизации тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ по результатам измерений температурных зависимостей удельного сопротивления.

Тонкие пленки GST225 были сформированы методом магнетронного распыления. Толщина полученных пленок контролировалась на атомно-силовом микроскопе (NT-MDT SolverPro) и составляла 40 нм. Исследования состава методами Оже – спектроскопии (Perkin Elmer PHI-660) и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (CAMEBAX, Cameca) позволили установить, что состав осажденных пленок близок к составу $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Анализ фазового состояния, проведенный методом рентгеновской дифракции (Rigaku Smart Lab) показал, что полученные пленки находятся в аморфном состоянии.

Для исследования кинетических параметров были изготовлены планарные структуры. Структуры представляли собой окисленную кремниевую подложку, на которой были сформированы через маску TiN+W электроды. Расстояние между электродами составляло 1,5 мкм. Поверх электродов через маску наносилась исследуемая пленка GST225.

Измерения температурных зависимостей удельного сопротивления проводились на разработанном программно-аппаратном комплексе в диапазоне температур от комнатной до 400 °С при использовании 5 различных скоростей нагрева (от 2 до 30 °С/мин) в атмосфере аргона.

Для оценки кинетических параметров была разработана методика, основанная на измерении температурных зависимостей удельного сопротивления при разных скоростях нагрева. Методика позволяет учесть влияние подложки на процесс кристаллизации, в отличие от дифференциальной сканирующей калориметрии. Совместное применение безмоделльных и модельных методов Озавы-Флинна-Уолла и Коатса-Редферна позволило определить модель реакции, а также эффективную энергию активации и предэкспоненциальный множитель в зависимости от степени преобразования.

Было установлено, что эффективная энергия активации кристаллизации уменьшается от 3,3 до 2,5 эВ с увеличением степени преобразования. Это может

быть обусловлено двух стадийным протеканием процесса кристаллизации: образование кристаллитов и их дальнейший рост.

С использованием найденных значений эффективной энергии активации кристаллизации были найдены значения предэкспоненциального множителя в зависимости от степени преобразования.

Для определения модели реакции было проанализировано 19 классических моделей, из которых наилучшим образом кристаллизацию описывают модели второго и третьего порядка. В таблице 1 представлены найденные кинетические параметры для тонкой пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$.

Таблица 1. Кинетические параметры кристаллизации для слоев $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

Степень преобразования	Энергия активации, эВ	$\ln A, \text{c}^{-1}$	Модель реакции
0,05	3,3	81,8	Модели 2-го и 3-го порядка реакции
0,95	2,5	66,0	

Полученные кинетические параметры использовались для расчета времени кристаллизации, что позволило оценить возможные времена записи и хранения информации в устройствах фазовой памяти (рисунок 1). Как видно из графиков для ячеек фазовой памяти на основе тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ возможно добиться времени обработки данных порядка единиц нс при температурах выше 300°C , что сопоставимо с временем записи у устройств оперативной памяти (10 нс). Также оценено время фазового перехода при комнатной температуре, которое по расчетным значениям превышает сто лет.

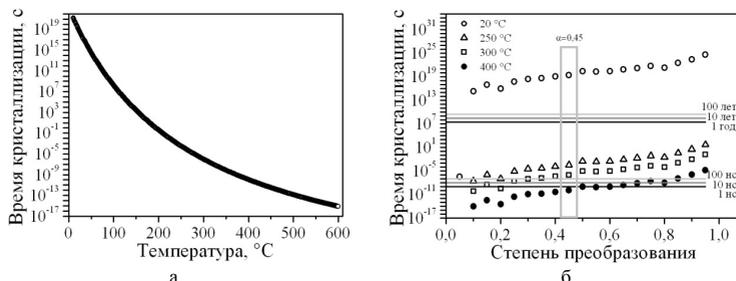


Рис. 1 – Оценка времени кристаллизации: а – зависимость времени кристаллизации от температуры; б – зависимость времени кристаллизации от степени преобразования α

Таким образом, с использованием разработанной методики были оценены кинетические параметры кристаллизации тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ по результатам измерения температурных зависимостей удельного сопротивления при разных скоростях нагрева. Полученные кинетические параметры использовались для прогнозирования возможного времени записи и хранения информации в ячейках фазовой памяти на основе тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект №18-79-10231).

ОСОБЕННОСТИ АТОМНОГО СТРОЕНИЯ АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ

К.Б. Алейникова, Е.Н. Зинченко, А.А. Змейкин

Воронежский государственный университет, Воронеж

тел.: 920-225-79-78, факс: (473) 220-8363, эл. почта: xenale@mail.ru

Атомную структуру аморфных материалов изучали, анализируя экспериментальную функцию радиального распределения атомов (ФРРА) с помощью фрагментарной модели. С точки зрения фрагментарной модели аморфные материалы состоят или из зародышей размером 2-3 нм кристаллических фаз, возможных при заданном элементном составе, или из отдельных структурных фрагментов тех же фаз. Фрагментами структур могут быть либо слои, либо цепи, если структуры кристаллов-аналогов слоистые или цепочечные. Последнее, однако, больше характерно для полупроводниковых структур, и практически не встречается в металлах.

Несмотря на то, что дифракционная картина аморфного вещества говорит о неупорядоченном расположении атомов, можно предположить, что в пределах тех же 2-3 нм внутри кристаллических зародышей сохраняется порядок, свойственный структуре зародившейся фазы. Экспериментальная ФРРА представляет собой радиальное сечение сферически симметричной функции межатомных расстояний. Ее максимумы отвечают наиболее вероятным межатомным расстояниям с учетом рассеивающей способности атомов, находящихся на концах межатомных векторов. Таким образом, задача исследователя сводится к тому, чтобы сопоставить положения максимумов экспериментальной ФРРА с наиболее вероятными межатомными расстояниями, свойственные той или иной фазе, кристаллические зародыши которой могли сформироваться в исследуемом веществе.

Для такого анализа строят модельные ФРРА по полным кристаллоструктурным данным тех фаз, образование которых возможно при элементном составе исследуемого вещества. Методика построения модельных ФРРА подробно изложена в [1]. Модельные ФРРА строят с помощью модернизированного метода функций пар атомов, развитого Уорреном [2]. В методе Уоррена самым сложным является вычисление N_{ij} – числа атомов, находящихся на i -ой координационной сфере радиусом r_{ij} вокруг j -го атома, особенно в области среднего порядка. Модернизация заключается в том, что суммирование идет не по координационным сферам атомов (в небольшой атомной системе они, за исключением центрального атома, всегда дефектны), а по межатомным расстояниям. Знание атомной структуры позволяет точно определить не только число межатомных расстояний каждого типа, но и учесть их парциальные вклады в окончательную модельную ФРРА [1]. При построении модели не учитываются ни дефекты кристаллической структуры, ни наличие межкристаллитных границ, следовательно, экспериментальная и модельная ФРРА не будут совпадать полностью, даже если исследуемое вещество целиком состоит из кристаллических зародышей одной фазы, но положения максимумов у них будут одинаковыми. Это особенно хорошо видно на примере атомной структуры тонкой аморфной пленки, полученной при взрывном лазерном распылении монокристаллического β -ZnP₂ [3]. Было показано, что при таком распылении фосфидов и арсенидов цинка и кадмия в аморфном осадке находятся нанокристаллиты только самых устойчивых соединений. Менее устойчивые фазы даже при мгновенном лазерном испарении успевают разложиться. Особенно это характерно для таких легколетучих соединений как фосфиды кадмия.

Из объемных полупроводниковых стекол, полученных в сравнительно мягких условиях, с помощью фрагментарной модели были изучены структуры: кварцево-

го стекла, которое не кристаллизовалось даже при длительной выдержке при 900° С; зеленого светофильтра, в состав которого входили тяжелые элементы W и Cr; халькогенидного стекла на основе As₂S₃ и ионопроводящего стекла состава Ag-GeAsSe₃. Во всех кремнеземах можно выделить не только классический кремний-кислородный тетраэдр, но отдельные цепи из них. В исследованном нами кварцевом стекле сохранились спиральные цепи из кремний-кислородных тетраэдров, характерные для структуры β-кварца. Цепи скрепляют блоки со структурой β-тридимита. Основу структуры зеленого светофильтра составляют нанокристаллиты коззита. В структуре стеклообразного As₂S₃ сохраняются аурипигментные слои (кристалл-аналог аурипигмент). Их скрепляют определенным образом ориентированные молекулы соединения As₄S₅. Исследования структуры стекла состава AgGeAsSe₃ показали, что его основой являются слои, характерные для структуры соединения GeAsSe.

Для структур кристаллических аналогов интерметаллидов и металлов слоистое и цепочечное строение не является характерным. Как показали дальнейшие исследования, аморфные металлические стекла представляют собой сложную мозаику из кристаллических зародышей обычно не одной, а нескольких фаз. С помощью обратного Фурье-преобразования модельной ФППА, рассчитанной по структурным данным чистого алюминия до $r = 30 \text{ \AA}$, нами было показано [4], что при размерах кристаллитов до ~ 2 нм дифракционная картина отвечает аморфному состоянию алюминия, а при 6 нм – это хорошо выраженная дебаеграмма. С помощью фрагментарной модели была проанализирована атомная структура пяти сплавов на основе алюминия с добавлением никеля и лантана или никеля и неодима в разных пропорциях. Исследованные аморфные металлические сплавы состояли из зародышей кристаллических структур нескольких кристаллов-аналогов. В сплавах, содержащих лантан, образуются кристаллические зародыши соединения Al₃La, а в сплавах с неодимом – Al₃Nd. В присутствии лантана возникают зародыши соединений никеля с алюминием, обогащенные никелем (AlNi₃), а в присутствии неодима – Al₃Ni [4, 5]. Так как во всех сплавах алюминия было больше 80 ат.% в них также находились кристаллические зародыши алюминия.

Таким образом, исследования атомной структуры аморфных материалов с помощью фрагментарной модели показали, что они имеют сложный состав, и могут состоять из кристаллических зародышей или кристаллических фрагментов нескольких кристаллов-аналогов.

Литература

- [1] К.Б. Алейникова, Е.Н. Зинченко *ЖСХ* **50** ПРИЛОЖЕНИЕ 100 (2009)
- [2] Б.Е. Уоррен *Кристаллография* **16** 1264 (1971)
- [3] К.Б. Алейникова, Е.Н. Зинченко, М.В. Лесовой *Кристаллография* **52** 354 (2007)
- [4] К.Б. Алейникова, Е.Н. Зинченко, А.А. Змейкин *ФХС* **44** 361 (2018)
- [5] К.Б. Алейникова, А.А. Змейкин, Е.Н. Зинченко, В.М. Иевлев *ФХС* **38** 98 (2012)

COMPOSITION AND STRUCTURE OF NANO-SCALED GST FILMS, MODIFIED BY SILVER IMPURITY

K.N. Turmanova, A.S. Zhakypov, Zh.K. Tolepov, G.A. Ismailova,
S.Ya. Maksimova, O.Yu. Prikhodko

Institute of Experimental and Theoretical Physics, KazNU. al-Farabi, Almaty, Kazakhstan

мел: +7 (705) 660-6963, эл. почта: szhakupovalibek@gmail.com

Chalcogenide semiconductors thin films of the Ge-Sb-Te (GST) system have successful application in phase memory devices (Phase Change Memory or PCM), in particular, in optical disks of various formats, for example, DVD-RW, Blu-Ray, as well as with the creation of a new generation of PC-RAM random-access memory (Phase Change Random Access Memory).

Nanostructured GST films of Ge₂Sb₂Te₅ composition modified by silver (Ge₂Sb₂Te₅) produced by ion-plasma high-frequency magnetron sputtering.

The composition of the films and their morphology were monitored by the energy-dispersion analysis (EDX) method on the SEM Quanta 3D 200i. The concentration of silver impurities in the films reached 12.3 at. %. It was found that the Ge₂Sb₂Te₅ films do not contain uncontrolled impurities and the maximum deviation of the components from the formula ratio does not exceed 5 at%. It was established from the EDX and SEM results that the Ge₂Sb₂Te₅<Ag> films also are continuous, homogeneous, and they do not contain micron-size defects.

The structure of the films was studied by Raman spectroscopy. The spectra were recorded on a Solver Spectrum 600/600 spectrometer in a 180 ° reflection mode. The excitation source was an He-Ne laser with a wavelength $\lambda = 633$ nm. The supplied laser radiation power and the irradiation time were minimal, and they reach to 17.6 mW and 30 s, respectively. The diameter of the irradiated region on the film was ~ 2 μ m. The error of frequency recording was ± 1 cm⁻¹. Analysis of the spectra was carried out using the program OriginPRO 9.1. Partial smoothing of the spectra was carried out by the Savitsky-Golay method. The spectra were decomposed into a minimum number of Gaussian components with a reliability not worse than 0.97.

It was found that the Raman spectrum of unmodified Ge₂Sb₂Te₅ films is characterized by a main peak at 152 cm⁻¹ and a small additional peak at 103 cm⁻¹. This type of spectrum corresponds to the amorphous structure of the films and is associated mainly with the vibrational modes of GeTe₄, SbTe₃ and with vibrations of the Sb-Sb bonds in the (Te₂) Sb (Te₂) complex.

The modification of Ge₂Sb₂Te₅ films with a silver impurity does not lead to a noticeable change in the position and shape of the main peak. Changes in the Raman spectra of Ge₂Sb₂Te₅<Ag> films with increasing Ag concentration are observed in additional peaks in the range from 80 to 100 cm⁻¹, which is apparently connected with the formation of chemical bonds between Ag and the atoms of the film matrix.

This study was supported by grant program AP05133499 of Committee of Science, Ministry of Education and Science of RK

Literature

- [1] Kolobov A.V., Fons P., Tominaga J.A. Thermal amorphization of crystallized chalcogenide glasses and phase-change alloys // Phys. Status Solidi B. Vol. 251. P. 1297-1308 (2014).
- [2] Sangeetha B.G., Joseph C.M., Suresh K. Preparation and characterization of Ge₁Sb₂Te₄ thin films for phase change memory applications // Microelectronic Engineering. Vol.127. P. 77-80 (2014).

АМОРФНЫЕ ТОНКИЕ ПЛЕНКИ As_2X_3 ($X=S, Se$), ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ СПИН-КОАТИНГА РАСТВОРА

НгуенТхи Ханг^{1,2}, Козик В.В.³, Козюхин С.А.¹

¹Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва

²Московский педагогический государственный университет, Москва

³Томский государственный университет, Томск

тел.: 8(903)2436168; nguyenhangsp88@gmail.com

Работа посвящена получению аморфных тонких пленок As_2X_3 ($X=S, Se$) методом спин-коатинга и исследованию их свойств. Использовались органические растворители: пропиламин, диметилформамид, н-бутиламин (БА), диметилформамид. Экспериментальным путем было показано, что растворы оптимального качества получаются при растворении As_2X_3 ($X=S, Se$) в БА при комнатной температуре под инертным газом. Тонкие пленки наносились на стеклянные подложки или подложки из монокристаллического кремния (с-Si); выбор подложки определялся типом последующих исследований. Режимы нанесения раствора БА на подложку подбирались в зависимости от скорости вращения подложки, размеров, объема капли. Полученные пленки отжигались в вакууме, что позволяло удалять следы растворителя.

Спектры комбинационного рассеяния света записывались при комнатной температуре (HoribaLabRAM HR Evolution); оптическое пропускание регистрировалось Cary 5000. Определение оптических констант (коэффициент экстинкции k и показатель преломления n) проводилось по результатам спектральной эллипсометрии (ЭЛЛИПС-1881А). Измерение температурной зависимости плотности тока проводилось на планарной структуре с алюминиевыми электродами. Для измерений микротвердости полученных тонких пленок применялся настольный нанотвердомер NHT-T-AE-000 (CSM Instruments).

Выполнен комплекс исследований, позволивший сделать выводы о фазовом и примесном составе, а также о структурных фрагментах аморфных пленок. Рассчитана оптическая ширина запрещенной зоны, равная 1,67 эВ для As_2Se_3 и 2,18 эВ для As_2S_3 . На основе разработанной модели тонкой пленки рассчитаны оптические константы – коэффициент экстинкции и показатель преломления. Установлено, что полученные пленки обладают повышенным модулем упругости по сравнению не только с массивным стеклом аналогичного состава, но и относительно аморфных тонких пленок, полученных термическим напылением в вакууме, но при этом оптические и электрические характеристики аморфных пленок практически не отличаются от аналогичных параметров пленок такого же состава, но приготовленных другим способом. Для объяснения наблюдаемых результатов предложена структурная модель, предполагающая, что структура состоит из неупорядоченных кластеров, образованных структурными единицами $[AsX_{3/2}]$, а поверхности кластеров ограничены отрицательно заряженными ионами халькогена и компенсирующих их положительными ионами растворителя. Это приводит к тому, что кластерная структура сохраняется даже при удалении следов растворителя и, соответственно, сохраняется большая связность каркаса, что, в свою очередь, находит отражение в изменении механических характеристик пленок.

Работа поддержана грантом РФФИ (мк № 18-29-11037).

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА $BaGa_2Se_4$ ЛЕГИРОВАННЫЙ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ (Ce, Eu)

А.М. Пашаев¹, Б.Г. Тагиев^{1,2}, О.Б. Тагиев^{2,3}, И.З. Садыхов¹,

И.Т. Гусейнов¹, Р.А. Абдулхейов¹

¹Национальная академия авиации, Баку, Азербайджан

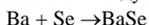
² Институт физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан

³Филиал Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Баку, Азербайджан

тел: (+994)124972632, факс: (+994)124972632, эл. почта: bahadur34@mail.ru

В связи с интенсивным развитием полупроводниковой электроники, микроэлектроники, оптоэлектроники, квантовой электроники, лазерной техники и техники энергосберегающего освещения пристальное внимание уделяется поиску новых эффективных полупроводниковых соединений. Одним из эффективных путей создания новых полупроводниковых соединений является целесообразное изменение свойств существующих, легированием их соответствующими примесями.

Селеногаллатбария ($BaGa_2Se_4$) синтезирован из элементов, взятых в стехиометрических соотношениях. Синтез двойных компонентов и тройных щелочноземельных селеногаллатов осуществлялся по следующим реакциям:



В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования фотолюминесцентных свойств селеногаллата бария, легированной редкоземельными элементами (Ce, Eu).

На рис.1 представлена в области 77-310К полоса спектра ФЛ кристаллов $BaGa_2Se_4:Eu$. С ростом температуры интенсивность широкой полосы уменьшается, и полуширина ее увеличивается, но энергетическое положение максимума спектра заметно не изменяется [1].

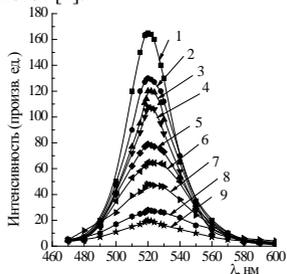


Рис.2. Спектры ФЛ кристалла $BaGa_2Se_4:5\% Eu$ при различных температурах: 1- 85 К, 2- 131 К, 3-173 К, 4- 205 К, 5-233 К, 6-257К, 7-273 К, 8- 300К, 9- 310 К.

На рис.2 представлены спектры фотолюминесценции и возбуждения фотолюминесценции образцов $BaGa_2Se_4:Ce$. Как видно из рисунка, излучательные переходы $5d \rightarrow {}^2F_{7/2}$, $5d \rightarrow {}^2F_{5/2}$ в ионах церия, смещены в длинноволновую область и широкая полоса в области 507 нм, соответствующая излучению ионов церия, имеет составную структуру [2].

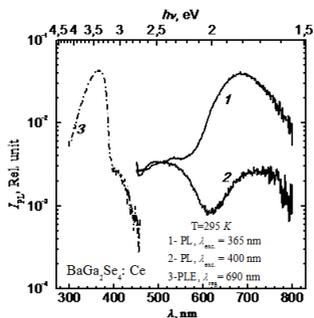


Рис.2. Спектры фотолюминесценции(1,2) и возбуждения ФЛ (3) BaGa₂Se₄:Ce.

В кристаллах BaGa₂Se₄:Ce исследована кинетика затухания люминесценции, обусловленной внутрицентровыми переходами $5d \rightarrow {}^2F_{7/2}$, $5d \rightarrow {}^2F_{5/2}$ иона Ce^{3+} (рис. 3.17). Как видно из рисунка, начальные участки кривых спада интенсивности в координатах $\lg I$ ит линейны, а за линейным участком следует неэкспоненциальный хвост.

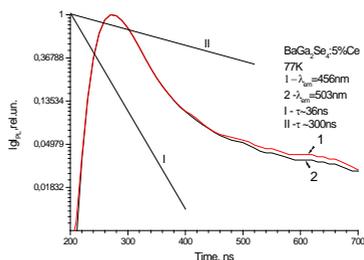


Рис.3. Кинетика затухания люминесценции BaGa₂Se₄:5%Ce³⁺ при 77К.

Установлено, что при комнатной температуре полосы излучения с максимумами около 500нм тригалата бария, легированного ионами европия и церия. Демонстрируют высокую стабильность к росту интенсивности возбуждающего излучения и до $I_{\text{возб}}=1\text{МВт/см}^2$ практически не смещаются. Выяснено, что интенсивность люминесценции линейна, а её эффективность постоянна, по крайней мере, до уровней возбуждения порядка 10^4Вт/см^2 [3].

Литература

- [1] Павловский В.Н., Зубелевич В.З., Луценко Е.В., Яблонский Г.П., Пашаев А.М., Тагиев Б.Г., Абушов С.А., Тагиев О.Б. ЖПС, т. 80, № 2, с. 221 – 226 (2013)
- [2] Yablonskii G.P., Zubialevich V.Z., Lutsenko E.V., Pashaev A.M., Tagiev B.G., Tagiyev O.B., Abushov S.A. Japanese Journal Appl. Phys, v.50, No.5, Issue3, p.05FG02-1-05FG02-2 (2011)
- [3] Тагиев Б.Г., Абушов С.А., Тагиев О.Б. ЖПС, т.77, №1, с.124-128 (2010)

ФОРМИРОВАНИЕ ЭШЕЛОНОВ И АНТИЭШЕЛОНОВ НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Sb_2Te_3 - Bi_2Te_3$

Пашаев А.М.Д.¹, Тагиев Б.Г.^{1,2}, Тагиев О.Б.³, Набиева С.А.², Алескеров Ф.К.¹

¹Национальная Академия Авиации, г. Баку, Азербайджан

²Институт физики Академии наук Азербайджана, г. Баку, Азербайджан

³Филиал Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова в Баку г. Баку, Азербайджан

Диффузионный процесс может являться основной причиной образования периодических ступенчатых структур в кристаллах. Террасчатые ступени роста с нанофрагментами на ван-дер-ваальсовой поверхности(0001) Bi_2Te_3 были изучены методом АСМ. Ступенчато-слоевой рост поверхности наблюдается в различных типах кристаллов (Ni, Si, Bi_2Te_3 и др.) полученных при эпитаксии и интеркалировании. Механизмы формирования ступеней могут иметь общий характер, связанный с диффузионным обменом адатомов, коалесценцией, эффектом эшелонирования ступеней. Явление эшелонирования в макромасштабе может проявляться при зонной перекристаллизации твердых растворов на основе Sb_2Te_3 .

Была поставлена задача выявления слоев на террасе ступени связанные с эффектами самоорганизации на ван-дер-ваальсовой поверхности(0001) $A_2^VB_3^{VI}$ <примесь>, приводящих к образованию межслоевых наноступеней и НО. АСМ - наблюдение поверхности приведено на рис.1 и 2. На рис. 2. а, б выделены границы перехода ступеней, стрелками указаны наноступеньки. Поверхность состоит как из атомно-гладких участков, так и из участков покрытых микроступеньками с выраженной огранкой типа нанофасеток (рис.1.), расположенные на протяженных неровностях с периодом $(3-5)10^2$ нм и высотой 1-2 нм. Левая часть рис. 2.б - демонстрирует АСМ - микрофотографии межслоевой поверхности(0001) $Bi_2Te_3<Ni>$ с регулярной системой террасчатых ступеней. Для всех изображений светлые участки соответствуют выступающим частям рельефа поверхности, темная расцветка соответствует углублениям. Морфологическая особенность эшелонирования террас на ван-дер-ваальсовой поверхности (0001) кристаллов $A_2^VB_3^{VI}$ <примесь> формируется при диффузии атомов примесей параллельно поверхности(0001). Анализ морфологии ступеней в эшелоне вместе с измерением ширины эшелона приводит к заключению о том, что отдельные макро-ступени в эшелоне разделены расстоянием в несколько нанометров. При длительных временах переноса массы происходит коалесценция близкорасположенных эшелонов, так что формируются террасы шириной до нескольких десятков микрометров в зависимости от температуры диффузии (600 К) и времени отжига кристалла 5-6 ч. На наш взгляд антиэшелоны в макромасштабах, повторяющие структуру эшелонов атомного масштаба самоорганизуются и на поверхности(0001) $A_2^VB_3^{VI}$. Эксперименты показывают, что образование антиэшелонов и эшелонов в среде $Te^{(1)}-Te^{(1)}$ $A_2^VB_3^{VI}$ сопровождается изменением температуры начальной кристаллизации и градиентного отжига при котором происходит массоперенос атомов (например-In, Se, Ni и Cu).

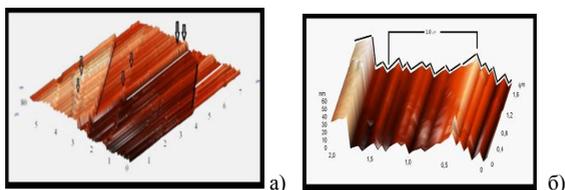


Рис.1. Ступени роста (3D- масштаб) в слоевом кристалле $Bi_2Te_3<In>$ -а); фрагмент ступени (3D масштаб) в меньшем масштабе (1.5 μm)- б)

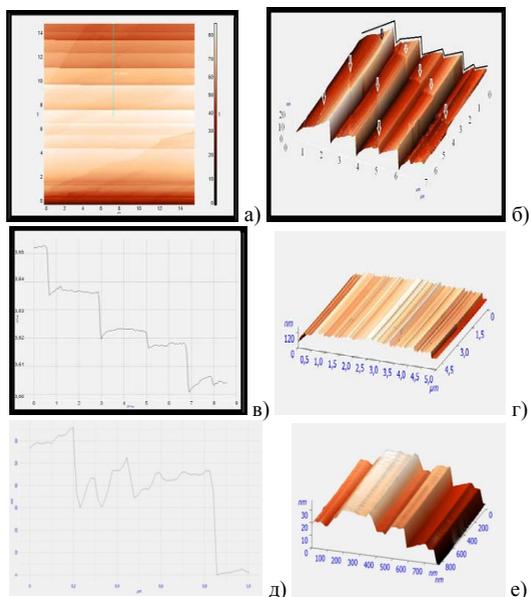


Рис.2. $Bi_2Te_3<Ni>$: а) поверхность в 2D масштабе;б) морфология поверхности (0001) в 3D масштабе ; в) профилограмма ступеней роста; 3D- изображение поверхности (0001) $Sb_2Te_3<Te> x$ (область скана 5.0 x 2.0 μm – г); фрагмент профилограммы (-1 μm) д); фрагмент области положительных и отрицательных ориентаций эшелонов и антиэшеленов.

Литература

- [1] Латышев А.В., Асеев А.Л. УФН, т.168, №10, с.1117-1127 (1998)
 [2] Пашаев А.М.Д., Тагиев Б.Г., Тагиев О.Б., Кахраманов К.Ш., Набиева С.А. Формирование трёхмерных дефектов в слоистых кристаллах

ФАЗОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ И ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОК Ge₂Sb₂Te₅ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

С.А. Яковлев¹, А.В. Анкудинов¹, Ю.В. Воробьев², М.М. Воронов¹, С.А. Козюхин³,
Б.Т. Мелех¹, А.Б. Певцов¹

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

²Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань

³Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва

эл. почта: vorobjov.y.v@rsreu.ru

Материалы с изменением фазового состояния на основе сложных халькогенидов системы Ge-Sb-Te широко исследуются в последние десятилетия благодаря возможности их использования в энергонезависимых устройствах фазовой памяти, управляемых оптическими или электрическими сигналами. С недавнего же времени эти материалы все больше притягивают к себе внимание ученых в связи с их приложениями в области фотоники [1]. Особого внимания заслуживает возможность формирования на поверхности пленок материалов фазовой памяти периодических структур заданного периода и фазового состава под действием мощных лазерных импульсов. В связи с этим, целью настоящей работы являлось изучение процесса формирования периодических структур на поверхности пленки Ge₂Sb₂Te₅ под действием лазерных импульсов [2].

Образцы, использованные для проведения экспериментов, представляли собой пленки Ge₂Sb₂Te₅ толщиной 200 нм, напыленные на кремниевые подложки методом термического испарения в вакууме. Элементный и фазовый анализ показали, что стехиометрия осажденного материала соответствовала испаряемому, а пленки находились в аморфном состоянии. Для модификации поверхности пленок использовалась третья гармоника Nd:YAG лазера $\lambda = 351$ нм в импульсном режиме (длительность импульса 7 нс, частота импульсов от 10 до 20 Гц). Излучение было поляризовано в *p*-компоненте, угол падения составлял $\theta = 30^\circ$. Плотность энергии импульса не превышала 10 мкДж/см².

В первой серии экспериментов на пленку воздействовали 10 лазерных импульсов. В результате, на поверхности пленки формировались светлые кольца. Спектроскопия комбинационного рассеяния света позволила определить, что материал светлого кольца находился в кристаллической фазе, тогда как в его середине структура была аморфной. Расчет распределения температуры по области воздействия показал, что температура в центральной части достигает значений, достаточных для плавления исходного материала. В связи с этим был сделан вывод о том, что центральная аморфная часть формируется за счет плавления материала с его последующей закалкой после окончания лазерного импульса. Формирование светлого кольца связывается с постепенной кристаллизацией материала пленки в периферийной части области воздействия.

При повышении количества воздействующих импульсов до 20 на поверхности пленки формируется отчетливая лазерно-индуцированная периодическая поверхностная структура (ЛИППС), изображение которой приведено на рисунке 1. Преимущественное направление гребней ЛИППС перпендикулярно плоскости падения воздействующего излучения. Глубина структуры, измеренная с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ), составляет около 40 нм. Период Λ структуры примерно равен удвоенной длине волны используемого лазера, что соответствует известной формуле для поверхностной электромагнитной волны $\Lambda = \lambda / (1 - \sin \theta)$ [3]. Стоит отметить, что для того, чтобы данная формула могла

описывать общий случай распространения электромагнитной волны вдоль границы раздела двух сред, единица в ней должна быть заменена на эффективный показатель преломления n_{eff} , характеризующий эффективную среду, формирующуюся на границе раздела.

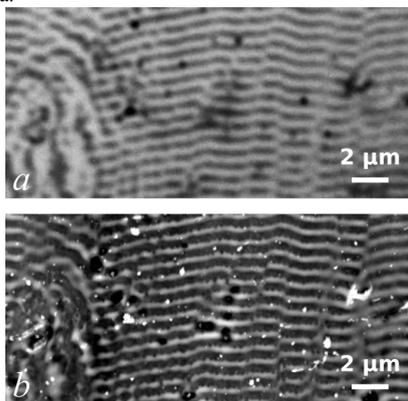


Рис. 1. Изображение сформированной на поверхности пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ периодической структуры в оптическом (а) и атомно-силовом (б) микроскопах

Исследования с помощью проводящей АСМ показали, что для сформированных ЛИППС характерна низкая проводимость в области выступов и высокая — в области впадин. Такое распределение значений проводимости можно объяснить тем, что выступы ЛИППС формируются в аморфном состоянии, тогда как впадины — в кристаллическом. Это, в свою очередь, может объясняться различными условиями охлаждения соответствующих зон после окончания очередного лазерного импульса.

Управляя параметрами лазерного воздействия, можно создавать различные условия формирования ЛИППС, приводя к изменению их характеристик. Протяженность областей периодических структур позволяет ожидать наблюдения в них дифракционных резонансов. Таким образом, ЛИППС на поверхности пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ могут быть использованы для построения переключающих элементов для управления световыми потоками различного диапазона.

С.А. Яковлев и М.М. Воронов благодарят за поддержку программу президиума РАН № 07 Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных материалов". А.В. Анкудинов благодарен государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-У01). С.А. Козюхин выражает благодарность РФФИ (грант № 17-03-00450) за поддержку структурных исследований методами рентгеновского анализа. Ю.В. Воробьев благодарит за поддержку Минобрнауки РФ (3.6924.2017/ИТР).

Литература

- [1] M. Wuttig, H. Bhaskaran, and T. Taubner *Nat. Photonics* **11** 465 (2017)
- [2] S. A. Yakovlev, A. V. Ankudinov, Y. V. Vorobyov et al. *Semiconductors* **52** 809 (2018)
- [3] D. C. Emmony, R. P. Howson, and L. J. Willis *Appl. Phys. Lett.* **23** 598 (1973)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В УСЛОВИЯХ ТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА

Ю.В. Воробьев¹, П.И. Лазаренко², С.А. Козюхин³, Ю.С. Зыбина², А.О. Якубов²

¹Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань

²НИУ «Московский институт электронной техники», г. Зеленоград

³Институт общей и неорганической химии РАН, г. Москва

эл. почта: vorobjov.y.v@rsreu.ru

Способность халькогенидных проводников, в частности, $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ к быстрому и обратимому фазовому переходу между кристаллическим и некристаллическим состоянием лежит в основе функционирования энергонезависимых запоминающих устройств фазовой памяти. Переход между состояниями осуществляется под действием управляющих сигналов электрической или оптической природы. Переход из некристаллического состояния в кристаллическое, кристаллизация, во многом определяет такие характеристики устройств фазовой памяти, как быстродействие, надежность и энергоэффективность.

Традиционно для описания кристаллизации материалов используется широко известная модель КЖМА. В рамках этой модели кристаллизация предполагается происходящей путем образования и последующего роста центров кристаллизации. Однако в основе модели лежит условие значительного превышения объема материала характерных размеров центров кристаллизации. В связи с этим ее использование для наноразмерных объектов ограничено. Кроме того, наличие границ рассматриваемого объема материала также оказывает влияние на динамику кристаллизации. В частности, становится возможным рассмотрение процесса образования центров кристаллизации на границах; соответствующая модель предложена в [1] для пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. В настоящей работе предложенная модель используется для того, чтобы показать, каким образом динамика кристаллизации тонких пленок влияет на результаты измерений электрических и оптических свойств материалов фазовой памяти.

Модель [1] кристаллизации тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ предполагает образование и рост центров кристаллизации на границах пленки в форме сферических куполов. Подход к моделированию позволяет определять временную эволюцию распределения кристаллической фракции по объему пленки. В случае, если измеряется изменение сопротивления пленки при кристаллизации, электрический ток протекает вдоль пленки, позволяя рассматривать ее как параллельное соединение элементарных слоев. При произвольно малой толщине элементарного слоя кристаллическую фазу в его пределах можно представить как совокупность цилиндров с основаниями, лежащими на границах слоя. Задача определения удельного сопротивления подобных двухкомпонентных цилиндрических агрегатов решена Брюггеманом [2]. Использование этого результата позволяет вычислять удельное поверхностное сопротивление кристаллизующихся пленок. Кроме этого, изменение распределения кристаллической фракции на поверхности пленки отвечает изменению ее коэффициента отражения, что позволяет вычислять последний, задавшись коэффициентами отражения чистых кристаллической и некристаллической фаз.

Полученные модельные зависимости величин удельного поверхностного сопротивления и коэффициента отражения представлены на рисунке 1. Параметры

моделирования соответствуют кристаллизации пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ толщиной 100 нм при температуре 140°C .

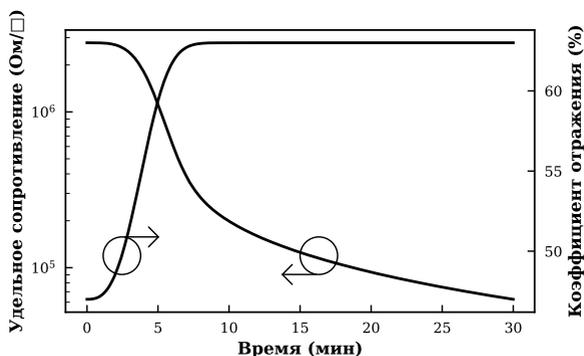


Рис. 1. Результаты моделирования изменения свойств пленки при ее кристаллизации

Полученные зависимости демонстрируют существенно различный характер влияния процесса кристаллизации на электрические и оптические свойства пленок. Так, к моменту времени 8 минут возрастание величины коэффициента отражения прекращается, показывая завершение процесса заполнения поверхности кристаллической фазой. Спад величины удельного сопротивления, напротив, продолжается и после 8 минут, однако с меньшей скоростью. Это объясняется тем, что на первой стадии кристаллизации снижение величины удельного сопротивления происходит главным образом за счет заполнения приповерхностных слоев кристаллической фазой, которое носит перколяционный характер. Причиной дальнейшего постепенного снижения величины сопротивления является рост обрзовавшегося кристаллического слоя вглубь пленки.

Проведенное моделирование показывает, что процесс кристаллизации $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ проявляет различный характер на результатах измерения оптических и электрических свойств пленок. В этой связи, для наиболее детального изучения процесса кристаллизации рекомендуется совместное применение электрических и оптических методов.

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ (3.6924.2017/ИТР) и гранта Президента Российской Федерации (МК-6347.2018.3).

Литература

- [1] S. Kozuyukhin, Y. Vorobyov, P. Lazarenko et al. *J. Non. Cryst. Solids* **480** 51 (2018)
- [2] D. A. G. Bruggeman *Ann. Phys.* **416** 636 (1935)

THE ANALYSIS OF OPTICAL CONSTANTS FOR $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$, $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{Te}_{30}$, $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{S}_{30}$ COMPOSITIONS

R. I. Alekberov, A. I. Isayev, S.I. Mekhtiyeva

Institute of Physics named after academician G.M. Abdullayev's of Azerbaijan National Academy of Sciences

Тел.: (+994 12) 539-35-28, факс: (+994 12) 5395961, эл. почта: rahim-14@mail.ru

The chalcogenide vitreous semiconductors (CVS) are characterized by unique physical properties, has received special attention in connection with the broad forecast for using these materials in photolithography, holography, and microelectronics [1-3]

The purpose of this paper is to study the optical properties of chalcogenide glasses $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$, $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{Te}_{30}$ and $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{S}_{30}$. The optical studies provide information on the relationship of the local structure and physical properties.

The glassy samples with compositions of $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$, $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{Te}_{30}$ and $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{S}_{30}$ were synthesized from 5N purity elements by the conventional melt-quenching method. The components of a proper composition were placed in a quartz ampoule which was evacuated to a residual pressure of 10^{-3} Pa. The syntheses were performed in a rotary furnace as the ampoules were heated up to 950°C and kept at this temperature for 12h, rotating the furnace for homogeneous melting. After finishing the synthesis, the ampoules were pulled out and were quenched in air.

The transmission spectra of the thin film with compositions $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$, $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{Te}_{30}$ and $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{S}_{30}$ were measured in the spectral range 190-1100 nm. The research shows that, the optical constants (n_0 , k , E_g) investigated materials undergo a change depending upon the chemical composition. When half of selenium atoms are replaced by sulfur atoms the numerical values of the coefficients of refractive index (n_0) and extinction (k) for $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$ composition are decreased, but replaced by tellurium atoms numerical values of the coefficients are increased. A numerical value the band gap (E_g) determined according Tauc methods [4] increases with selenium replaced by sulfur atoms, but decreases by replacing tellurium atoms. The values of E_g for the $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$, $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{S}_{30}$ and $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{Te}_{30}$ chalcogenide glasses compositions are 1.82, 1.98 and 1.59 eV, respectively.

Change of the refractive index is apparently due to a change in the molar volume of matter. The participation of sulfur atoms leads to a decrease of the molar volume, but tellurium atoms leads to the growth. In the first case, the polarization ability of a substance is weakened and in the second case, it is amplified, which is reflected in the values of the refractive index. As already mentioned, the substitution part of selenium atoms with sulfur contributes to the improvement of an amorphous matrix and tellurium to their partial destruction, i.e. increase in the degree of disorder, whereby in the first case, the substance becomes more transparent (k -decrease) than $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$ and in the second of their transparency deteriorates (k -increases). As mentioned above change in the values of E_g depending on the chemical composition can be explained with the assistance of considerations proposed by the authors of [5], taking into account the values of bond energy, cohesive energy and atomic density in the studied compositions. According to Kastner et al. the binding atoms in the condensed environment up valence band are formed from lone-pair (LP) electron states and anti-bonding (σ^*) states. The changes of the band gap (E_g) depending on the chemical composition can be explained by the change occurring in the energy states. According to Kastner et al., the growth in bonding energies and cohesive energy causes a wide splitting between the bonding (σ) and anti bonding (σ^*) orbitals and as a result increase the values of E_g . Change of the optical and energy parameters has established by analysis of the optical transmission spectra depending on the chemical composition. The results are explained with changes in the

degree of disorder and concentration local defects depending on the chemical composition.

References

- [1] A. Zakery, Elliott S.R. Optical Nonlinearities in Chalcogenide Glasses and their Applications IX ed. Springer; ISBN, 9783540710684, 2007, 1-29
- [2] J.L Adam, X. Zhang, Chalcogenide Glasses, Preparation, Properties and Applications, ed. Wood head Publishing, ISBN: 9780857093561, 2013, 24-32
- [3] K. Tanaka, K. Shimakawa, Amorphous Chalcogenide Semiconductors and Related Materials, Publ. Springer-Verlag New York; ISBN: 9781441995094. 2011, 121-139
- [4] D. I Wood, J. Tauc Weak Absorption Tails in Amorphous Semiconductors, Phys Rev B. 1972, 5, 3144-3151
- [5] M. Kastner, Bonding bands, lone-pair bands, and impurity states in chalcogenide semiconductors. Pys. Rev. Lett. 1972, 28 (355-357)

СТРУКТУРНО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТЕКОЛ СИСТЕМ As₂Se₃–Sb₂Se₃ И As₂Se₃–Sb

Е.В.Школьников

СПбГЛТУ, Санкт-Петербург

тел: (812) 670-9344, эл. почта: eshkolnikov@yandex.ru

Полупроводниковые стекла системы As₂Se₃–Sb₂Se₃ прозрачны в ИК области спектра при длинах волн 2.5 – 45 мкм и обнаруживают переключение с памятью [1]. В кристаллическом состоянии As₂Se₃ и Sb₂Se₃ взаимно практически неразтворимы и образуют эвтектику с 12 мол.% Sb₂Se₃ [2]. В докладе обсуждаются

структурно-химические особенности стекол систем As₂Se₃–Sb₂Se₃ и As₂Se₃–Sb по данным мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ¹²¹Sb, длинноволновой ИК спектроскопии и оптической микроскопии. Стекла синтезировали вакуумным методом из обогащенного до 98.5% изотопа ¹²¹Sb и особо чистых мышьяка и селена. Спектры ядерного гамма-резонанса (ЯГР) снимали на спектрометре электродинамического типа при 85 К с источником ^{121m}SnO₂- и поглотителями различной толщины *l* по изотопу ¹²¹Sb [3]. ИК-спектры запрессованных в полиэтилен порошков снимали на спектрофотометре FIS-3 Hitachi, Наблюдения стеклообразных шлифов проводили с помощью микроскопа МИМ-8 с увеличением х500. Полученные результаты представлены в таблице и на рисунке.

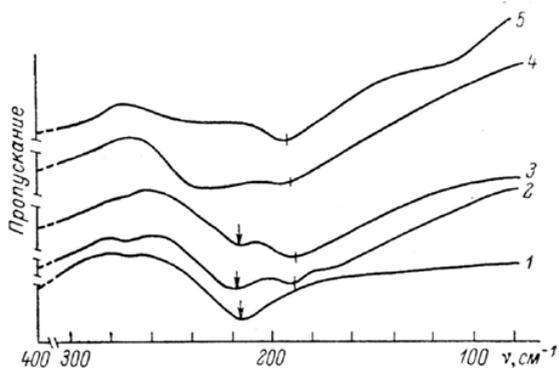
Параметры спектров ¹²¹Sb ЯГР стекол системы. As–Se–Sb и кристалла Sb₂Se₃

№ п/п	Состав	– $\delta(\text{InSb}), \text{мм/с}$	$\Gamma, \text{мм/с}$	<i>S</i> , усл.уд.
1	Se ₈₅ As ₅ Sb ₁₀	4.68±0.10	4.13±0.30	0.30±0.04
2	As _{1.9} Sb _{0.1} Se ₃	4.22±0.25	3.14±0.65	0.14±0.02
3	As _{1.6} Sb _{0.4} Se ₃	4.69±0.20	4.60±0.50	0.34±0.03
4	As _{1.2} Sb _{0.8} Se ₃	4.89±0.15	3.93±0.35	0.71±0.04
5	As ₂ Sb _{0.43} Se ₃	4.09±0.20	4.00±0.60	0.29±0.03
6	Sb ₂ Se ₃	5.68±0.25	3.30±0.20	0.84±0.10
7	Sb ₂ Se ₃	4.2 и 7.1 [4]	–	–

Значения изомерного(химического) сдвига δ одиночной линии в спектрах ЯГР(относительноInSb) указывают на состояние окисления Sb(III) с образованием структурных единиц(с.е.) SbSe_{3/2} во всех исследованных стеклах, включая стекла с избытком селена(состав 1), стехиометрического(составы 2–4) и нестехиометрического состава 5. В спектрах ЯГР стекол с одиночной линией становятся неразличимыми характерные для слоисто-ленточной структуры ромбического кристалла Sb₂Se₃ два неэквивалентных положения атомов Sb(I) и Sb(II) в зигзагообразных цепочках вдоль оси *c*. Эти различные положения атомов сурьмы проявля-

ются в спектре ЯГР монокристалла Sb_2Se_3 в виде квадрупольного дублета с изомерным сдвигом 4.2 и 7.1(см. таблицу и [4]). Исследованные стекла имеют в спектрах ЯГР положительный изомерный сдвиг 1–1.5 мм/с относительно кристалла Sb_2Se_3 , что вызвано изменением локального окружения атомов Sb при переходе кристалл –стекло с искаженного октаэдрического на тригонально-пирамидальное, а также влиянием атомов As, связанных с атомами Sb мостиковыми атомами Se. В соответствии с теорией ЯГРС данные таблицы позволяют сделать вывод о существенном снижении степени ионности p^3 -связей Sb–Se в стеклах по сравнению со связями Sb–Se в кристалле Sb_2Se_3 .

Результаты ЯГР спектроскопии согласуются с данными исследования длинноволновых ИК спектров(рисунк).



Спектры ИК пропускания запрессованных в полиэтилен порошков стекол.

1– As_2Se_3 , 2– $As_{1,6}Sb_{0,4}Se_3$, 3– $As_{1,2}Sb_{0,8}Se_3$, 4– $As_2Sb_{0,43}Se_3$, 5– $As_2Sb_{0,96}Se_3$

Полосы поглощения при ~ 217 и 187 cm^{-1} соответствуют валентным колебаниям связей As–Se и Sb–Se в пирамидальных с.е. $AsSe_{3/2}$ и $SbSe_{3/2}$. ИК спектры указывают на отсутствие в исследованных стеклах химических связей As–Sb, значительно менее прочных, чем связи As–Se и Sb–Se(соответственно ~ 190 , 227 и 223 кДж/ моль). Согласно термодинамическим расчетам, в системе As–Se–Sb в первую очередь взаимодействуют селен и сурьма с образованием с.е. $SbSe_{3/2}$, а затем образуются с.е. $AsSe_{3/2}$ и $As_2Se_{4/2}$. ИК спектры стехиометрических составов

As_2Se_3 – Sb_2Se_3 (рисунок, спектры 2 и 3) обнаруживают двухмодовое поведение, свидетельствуя о микронеоднородности этих стекол с образованием ассоциатов $(SbSe_{3/2})_n$. Эти стекла склонны к метастабильной ликвации. С увеличением концентрации Sb в стеклах $As_2Se_3Sb_x(x < 1)$ усиливается полоса поглощения, соответствующая валентным колебаниям связей Sb–Se, и размывается полоса поглощения, отвечающая валентным колебаниям связей As–Se (рисунок, спектры 4 и 5).

Литература

- [1] N.S. Platakis, H.C. Gatos *J. Electrochem. Soc.* **119** 914 (1972)
- [2] Г.З.Виноградова *Стеклообразование и фазовые равновесия в халькогенидных системах* (М.: Наука) 176 с. (1984)
- [3] С.П.Тесленко, Е.В.Школьников, В.Д.Смирнов *Физ. и хим.стекла* **5** 67(1979)
- [4] S.L.Ruby, L.G.Gilbert, C. Wood *Phys. Lett.* **A37** 453 (1971)

ТЕМПЕРАТУРА ШНУРА ТОКА, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ В ТОНКИХ СЛОЯХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ СИСТЕМЫ Ge-Sb-Te

С.А. Фефелов¹, Л.П. Казакова^{1,2}, Н.А. Богословский¹, К.Д. Цэндин,
А.Б. Былев², С.Н.Гарибова^{3,4}

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

²СПб ГЛТУ им. С.М. Кирова, Санкт-Петербург

³Институт Физики национальной академии наук Азербайджана им акад.

Г.М.Абдуллаева, Баку, Азербайджан

⁴Университет Хазар, Департамент Электроники и Телекоммуникации, Баку, Азербайджан

тел: (812) 292-7982, факс: (812) 297-1017, эл. почта: s.fefelov@list.ru

Исследованы осцилляции напряжения, наблюдающиеся после переключения в тонкопленочных образцах системы Ge-Sb-Te. Показано, что эти осцилляции могут быть связаны с образованием горячего шнура тока и его постепенным остыванием. Сделаны оценки размера и температуры шнура тока. Показано, что характерная температура в шнуре тока соответствует температуре фазового перехода в кристаллическое состояние.

Образцы для измерений представляли собой тонкопленочные структуры типа «сэндвич» из ХСП составов $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{15}\text{Te}_{70}$ и $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_5\text{Te}_{80}$ и приготавливались методом термического напыления на подложки из стекла с проводящим покрытием из Au или ИТО, которое служило нижним электродом. Верхний электрод – прижимной, точечный из золота. Площадь электрода составляла около 10^{-4} см². Для измерений использовалась цепь с генератором тока [1].

В результате проведенных исследований в образцах обнаружена область неустойчивости: колебания проводимости, наблюдаемые после переключения в режиме заданного тока. Ток, протекающий через образец, формировался в виде импульса треугольной формы и изменялся от 0 до I_{max} , значение которого было в диапазоне 6,5 мкА – 8,2 мА.

Отдельно взятый период, т.е. временной интервал τ , в течение которого на образце происходит изменение напряжения от минимального U_{min} до максимального U_{max} , а затем напряжение уменьшается от U_{max} до U_{min} представлен на (рис.1).

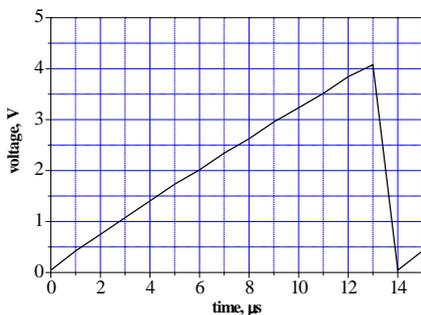


Рис.1. Оциллограмма напряжения на образце $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{15}\text{Te}_{70}$ ($L = 700$ нм).

Учитывая, что ток в образце на временном интервале τ меняется слабо, объяснить возрастание напряжения на образце от U_{min} до U_{max} возможно только возрастанием сопротивления шнура тока на этом интервале.

Колебания в области неустойчивости представляют собой последовательность переключений, характеризуемых амплитудой U_{\max} и периодом τ на фоне монотонного изменения тока от 0 до I_{\max} .

Исследования показали, что для конкретного состава и толщины пленки величина периода колебаний достаточно стабильна и определяется током в образце и величиной напряжения пробоя активной области U_{\max} . При постоянном токе период практически не изменялся и не зависел от скорости нарастания тока в импульсе. Экспериментально установлено, что при увеличении тока через канал период уменьшается таким образом, что произведение периода на силу тока ($\tau \cdot I$) является постоянной величиной.

Периодические колебания сопротивления шнура связываются с колебаниями сечения шнура при изменяющемся удельном сопротивлении. Высказывается предположение об уменьшении сечения шнура в момент переключения, что приводит к возрастанию плотности тока. Возрастание сопротивления шнура на интервале $U_{\min} - U_{\max}$ сопровождается увеличением сечения шнура и возрастанием его удельного сопротивления. Максимальный нагрев шнура происходит в момент переключения, а на интервале $U_{\max} - U_{\min}$ происходит остывание шнура.

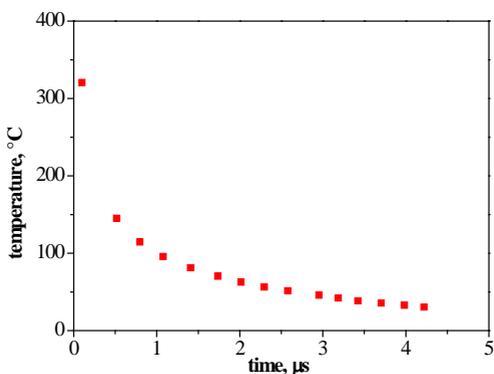


Рис. 2. Расчетная зависимость температуры в шнуре тока от времени для образца состава $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{15}\text{Te}_{70}$ ($L = 700$ нм)

На основании этих представлений проведены оценки размера и температуры шнура тока. Показано, что характерный радиус шнура в наших измерениях составляет порядка 1 мкм, характерная температура порядка 300 $^{\circ}\text{C}$ (рис. 2). Это значение близко к температуре фазового перехода в кристаллическое состояние, что согласуется с представлениями о том, что кристаллизация образца происходит в области с высокой температурой внутри шнура тока, образующегося после переключения.

Литература

- [1] С.А. Фефелов, Л.П. Казакова, С.А. Яковлев, С.А. Козюхин, К.Д. Цэндин. *Труды между. симпозиума МФГФП-1 "Физика межфазных границ и фазовые переходы"* (Ростов-на-Дону, Россия) с. 155 (2011)
- [2] С.А. Фефелов, Л.П. Казакова, С.А. Козюхин, К.Д. Цэндин, Д. Арсова, В. Памукчиева *ЖТФ* **84** 80 (2014)

АНАЛИЗ СИСТЕМЫ СКОРОСТНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ СПЕКТРОВ АП-КОНВЕРСИОННОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ХАЛЬКОГЕНИДНОЙ МАТРИЦЕ

М.М.Воронов

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

тел: (812) 292-79-58 факс: (812) 297-1017, эл. почта: mikle.voronov@gmail.com

Халькогенидные стекла легированные атомами редкоземельных (РЗ) элементов представляют большой интерес в связи с их широким применением в различных устройствах, например, в сенсорах или волоконных лазерах и усилителях [1]. При этом параметры описывающие эффективность действия подобных устройств сложным образом зависят от концентрации РЗ ионов в матрице основного материала, что связано с так называемой кооперативной ап-конверсией, обусловленной процессом эффективного обмена энергией между двумя РЗ ионами [1]; в случае небольшой концентрации РЗ ионов их можно считать изолированными друг от друга, поэтому основным механизмом возбуждения является ПВС (поглощение с возбужденного состояния). Как правило, излучательные переходы в таких системах достаточно хорошо описываются скоростными уравнениями [1] в рамках нескольких (до десяти) энергетических уровней, при этом сами уровни энергии ионов испытывают штарковское расщепление на подуровни, которые в аморфном материале оказываются сильно размытыми.

Некоторые характерные закономерности в спектрах интенсивности стационарной ап-конверсионной фотолюминесценции (ФЛ) присущие материалам легированным примесными атомами, можно выявить на примере многоуровневой ионной системы сводящейся к трехуровневой системе с эквидистантным расположением энергетических уровней. В данной работе для нее исследуется решение скоростных уравнений в которых, помимо вклада связанного с механизмом ПВС, содержатся квадратичные по концентрации слагаемые, связанные с кооперативной ап-конверсией. В этом случае для стационарного режима излучения можно написать следующую систему уравнений:

$$N_0 + A N' + N'' = NB$$

Здесь величины N_0 , N' и N'' определяют населенности основного, промежуточного (центрального) и верхнего уровней, g , G и R определяют скорости возбуждения, a и b это константы характеризующие интенсивность нелинейных механизмов кооперативной ап-конверсии, α , β , A и B выражаются через скорости излучательной и безызлучательной релаксации. Решение данной системы уравнений позволяет найти населенности всех энергетических уровней, а затем определить интенсивности спектральных линий, отвечающих различным оптическим переходам.

В качестве примера, изучим внутрицентровые переходы в ионах Er^{3+} [1] слабо легированных в халькогенидном стекле GaLaS при кратном возбуждении – на длинах волн 980 нм и 488 нм, отвечающих возбуждению на уровни ${}^4\text{I}_{11/2}$ и ${}^4\text{F}_{7/2}$, соответственно. В первом случае происходит ап-конверсионный переход с уровня ${}^4\text{I}_{11/2}$ на ${}^4\text{F}_{7/2}$, при этом можно ограничиться учетом только механизма ПВС; во втором случае ап-конверсионные переходы можно не учитывать. В результате, получается следующее выражение для интенсивности оптических переходов в за-

зависимости от интенсивности накачки I_1 на уровень ${}^4I_{11/2}$ и интенсивности накачки I_2 на уровень ${}^4F_{7/2}$:

Все коэффициенты в этой формуле выражаются через некоторые комбинации скоростей излучательной и безызлучательной релаксации, причем для верхних уровней (лежащих выше уровня ${}^4I_{11/2}$) $B_i=0$, а для уровня ${}^4I_{11/2}$ – $A_{11}=A_{12}=0$.

Рассмотрим теперь другой характерный случай, когда необходимо учитывать несколько ап-конверсионных переходов на основе механизма ПВС. В качестве наглядного примера, иллюстрирующего общий подход, исследуем переходы в десятиуровневой ионной системе Er^{3+} при возбуждении на длине волны 805 нм, отвечающей возбуждению на уровень ${}^4I_{9/2}$. Как следует из схемы энергетических уровней ионов Er^{3+} (легированных в халькогенидном стекле *GaLaS*), здесь возможны три ап-конверсионных перехода данного типа, а именно, с возбужденных состояний ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{9/2}$. Соответствующая система скоростных уравнений совместно с уравнением для полного числа электронов, может быть записана в матричном виде $\hat{G}\mathbf{n}=\mathbf{b}$, где столбцы \mathbf{n} и \mathbf{b} определяются как $\mathbf{n}=(n_9, n_8, \dots, n_0)^T$, $\mathbf{b}=(0, 0, \dots, 0, 1)^T$, а матрица \hat{G} имеет размерность 10×10 , что позволяет при решении системы уравнений использовать метод Крамера. Несмотря на то что искомые населенности уровней определяются в виде отношений выражений, каждое из которых содержит несколько сотен слагаемых, их можно представить через отношения полиномов четвертой или третьей степени, а затем упростить (с учетом малого числа слагаемых при нулевой и первой степенях скорости генерации). Таким образом, общее выражение для интенсивности излучательных переходов имеет следующий вид:

В случае оптических переходов с уровнями $i=1, 2, 3$ коэффициент $A=0$, а в случае переходов с уровнями $i=4, 5, \dots, 9$ с хорошей точностью $C=0$, однако эта формула не применима при очень малых значениях интенсивности накачки (что не является существенным недостатком, поскольку в эксперименте такие интенсивности не удается измерить с достаточной точностью).

В заключение, отметим, что несмотря на то что коэффициенты, содержащиеся в выражениях для интенсивности оптических переходов могут быть найдены из прямого расчета, для их нахождения (в случае многоуровневых ионных систем) необходимо учесть несколько десятков или сотен слагаемых каждое из которых представляет собой произведение нескольких параметров (скоростей генерации и релаксации), поэтому при недостаточной точности определения этих параметров, подобный расчет может привести к значительной расхожимости. В качестве альтернативы, может использоваться предложенный здесь метод феноменологического описания спектров ФЛ правильными функциональными зависимостями с помощью экстраполяции по нескольким хорошо определенным из эксперимента значениям интенсивности; как показано в данной работе, такие функции имеют простой вид удобный для анализа.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН (№7 «Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов»).

Литература

[1] P.C. Becker, N.A. Olsson, J.R. Simpson, *Erbium-doped fiber amplifiers*, AP (1999)

КОМПЕНСИРУЮЩИЕ ДЕЙСТВИЯ ПРИМЕСИ ПРАЗЕДИУМА НА ПРОВОДИМОСТИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ SnSe

А.О.Дашдемиров¹, Дж.И.Гусейнов¹, О.М.Гасанов¹, Д.Ж.Аскеров²

¹АГПУ, г. Баку

²АГУН и П, г. Баку

тел: (+99412) 498-7584, эл. почта: dekan_fiz-tex@adpu.edu.az

В работе представлены результаты исследований электропроводности (σ); коэффициента Холла (R_H); термоэдс (α) от концентрации празеდიума также температурные зависимости в твердом растворе $Pr_xSn_{1-x}Se$. Образцы получали прямым сплавлением особо чистых исходных компонентов в вакуумированных кварцевых ампулах. Монокристаллы выращивались методом Бриджмена, гомогенизирующий отжиг полученных однофазных образцов проводили в среде спектрально чистого аргона при 800 К в течение пяти суток.

Из анализа рентгеноструктурных данных следует, что при введении селенида эрбия наблюдается увеличение параметров элементарной ячейки $SnSe$ по мере возрастания концентрации Pr , а также интенсивное рассеяние носителей «искажениями» решетки совпадающее с исследованиями теплопроводности сплавов [1]. Плотность с увеличением содержания Pr в сплаве $Pr_xSn_{1-x}Se$ существенно не изменяется. Это подтверждает то, что введенные нами атомы Pr в сплав $Pr_xSn_{1-x}Se$ в первую очередь занимают междоузельное вакантное место в кристалле, т.е. дефектообразование происходит по Френкелю [2].

Определено зависимости электропроводности σ и холловской концентрации носителей тока $p=(eR_H)^{-1}$ (R -коэффициент Холла) от количества избыточного сверхстехиометрического селена N_{Se} , который получается во время синтеза возникающего давлением селена [3]. На рис. 1 показана зависимость подвижности носителей тока $-u$ и коэффициента термо-эдс от количества эрбия содержащегося в сплаве $Er_xSn_{1-x}Se$. С ростом концентрации эрбия (Er) значение коэффициента термоэдс (α) уменьшается и при $x \approx 0,002$ меняет знак с p на n -тип и далее пройдя через максимум по абсолютной величине в твердых растворах $Er_xSn_{1-x}Se$ стабилизируется (кривая 2). Отметим, что область, в которой изменяется знак термоэдс, соответствует максимальному изменению значения плотности в образце $x \approx 0,002$.

Концентрация дырок в зависимости от количества Pr соответственно уменьшается до $x \leq 0,002$. Типичная зависимость p , $n=f(x)$ от концентрации примеси (Pr) в $SnSe$ и изменение типа проводимости p на n мы связываем с компенсацией носителей тока. В обычных условиях примесь празеდიума в $SnSe$ образует акцепторы. Намного лучшие результаты получаются в том случае, если предположить, что компенсация легирующего действия примеси Pr осуществляется не только вакансиями, но и путем образования комплексов [2]. В обычных условиях примеси эрбия в $SnSe$ образуют акцепторы. Но поскольку в $SnSe$ олово с халькогеном двухвалентно, то его частичное замещение

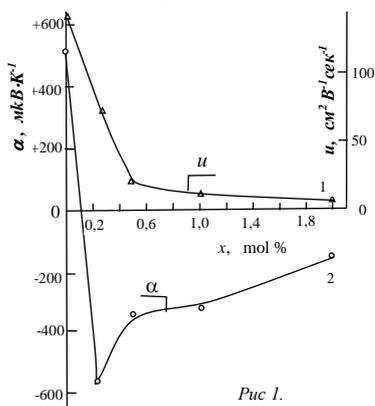


Рис. 1.

трехвалентным празеდიумом, по видимому, приводит к появлению мелких донорных уровней, обусловленных участием вакансии олова. Указанные особенно-сти экспериментальных данных свидетельствуют о происходящей самокомпенсации в $Pr_xSn_{1-x}Se$.

Согласие эксперимента с теорией можно сблизить если предположить, что компенсация легирующего действия примеси Pr осуществляется не только вакансиями но и путем образования комплексов. Модель самокомпенсации, учитывающая возможность образования комплексов ион примеси празеდიума – вакансия олова, описывает самокомпенсацию в сплаве $Pr_xSn_{1-x}Se$.

На рис 2 представлены кривые температурных зависимостей термоэдс образцов. Из рисунка видно, что величина α при температурах выше $T > 400K$ с ростом температуры плавно уменьшается: причем в образцах с дырочной проводимостью уменьшение α намного резче, чем с проводимостью n -типа. В то же время при одной и той же температуре в образце с увеличением содержания Pr значение α по абсолютной величине заметно уменьшается.

Отметим, что для компенсированных образцов p и n -типа характерно незначительное уменьшение коэффициента Холла с ростом температуры во всем диапазоне температур. При низких температурах (до 200 К) это падение можно связать с ионизацией донорных центров с концентрацией $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Дальнейшее падение коэффициента Холла связано с началом собственной проводимости, что подтверждается уменьшением коэффициента термоэд.с., ростом электропроводности и поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена. Из зависимости $\sigma(T)$ определены энергии активаций уровней, которые расположены в запрещенной зоне приблизительно на 0,2 эВ ниже дна зоны проводимости и степень компенсации незначительно влияет на энергию активации.

Таким образом, полученные экспериментальные данные свидетельствует о сложном механизме компенсации в $SnSe$, осуществляемой эрбием путем образования комплексов [4].

Литература

- [1] Д.И. Гусейнов, М.И. Мургузов, Ш.С. Исмаилов *Изв. РАН Неорг. Материалы*, т. 44, № 5,542 (2008)
- [2] Н.Х. Абрикосов, Л.Е.Шелимова *Полупроводниковые материалы на основе соединений $A^IV B^VI$* . (М., Наука,) 216 с. (1975)
- [3] Д.И. Гусейнов, М.И. Мургузов, Ш.С. Исмаилов и др., *ФТП*, 51, в. 2. 161, (2017)
- [4] С.М. Немов, М.К. Житинская, В.И.Прошин. *ФТП*, 25, в. 1. 114 (1991)

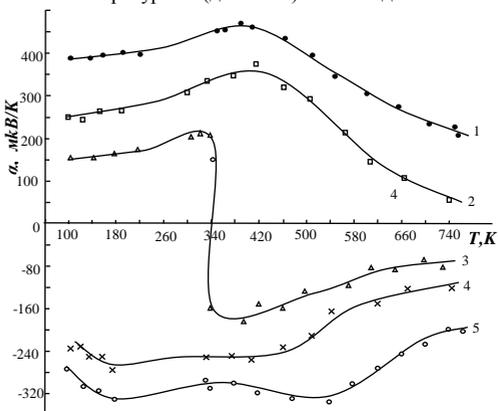


Рис.2 . Температурные зависимости термоэдс в растворах $Er_xSn_{1-x}Se$: 1- $x=0,0$; 2- $x=0,005$; 3- $x=0,01$; 4- $x=0,025$; 5- $x=0,05$

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД «АМОРФНОЕ-КРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ» В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ GST225, ИССЛЕДОВАННЫЙ МЕТОДОМ СИНХРОТРОННОЙ ДИФРАКЦИИ В ГЕОМЕТРИИ СКОЛЬЗЯЩЕГО ОТРАЖЕНИЯ

С.А. Козюхин^{1,2}, Н.А. Григорьева³, И.И. Николаев³, П.И. Лазаренко⁴

¹Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва

²Томский государственный университет, Томск

³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

⁴Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Зеленоград

эл. почта: aka.jum@gmail.com

В современных устройствах энергонезависимой фазовой памяти (оптические диски форматов DVD-RW и Blu-Ray, электрическая память формата PCRAM) в качестве материала активной области применяются халькогенидные полупроводники системы Ge-Sb-Te [1]. Одна из основных задач по совершенствованию технологии фазовой памяти связана с исследованиями процесса кристаллизации аморфной фазы. Это определяется тем обстоятельством, что операция стирания информации, связанная с фазовым переходом «аморфная – кристаллическая фаза», является наиболее медленной и определяет быстродействие всего устройства в целом. Соответственно, улучшение быстродействия устройств фазовой памяти напрямую связано со знанием процессов кристаллизации аморфной фазы, что в свою очередь требует фундаментальных знаний о механизме кристаллизации и способах управления ими.

Одними из важных параметров для материалов фазовой памяти является температура и теплота фазового перехода (ФП), поскольку они определяют энергетическую ФП в устройствах. С другой стороны, требуются знания о структурных аспектах этого явления, поскольку сложно понять природу ФП без знания структурных трансформаций. В данной работе мы исследовали тонкие пленки состава Ge₂Sb₂Te₅ (GST225) методом in-situ синхротронной дифракции в геометрии скользящего отражения зондирующей волны в интервале температур вблизи температуры ФП.

Исходные аморфные пленки состава GST225 были получены термическим напылением в вакууме предварительно синтезированного поликристаллического соединения на подложки c-Si. Температура подложки не превышала 50 °С, что обеспечивало аморфное состояние пленки, подтвержденное данными рентгенофазового анализа и измерениями электропроводности при комнатной температуре. Элементный состав пленки исследовался с помощью энергодисперсионного анализа, а распределение основных элементов по толщине пленки производилось методом вторичной ионной масс-спектрометрией. Результаты исследования состава показали, что верхний интерфейс пленки обогащен сурьмой; нижний интерфейс, контактирующий с подложкой, обогащен германием, однако, следует заметить, что в целом (интегрально) элементный состав пленки соответствует стехиометрическому соединению Ge₂Sb₂Te₅.

Тонкие пленки исследовались методом дифракции синхротронного излучения в геометрии скользящего отражения зондирующей волны на синхротронной линии ID10 - TROIKA Европейского центра синхротронных исследований (Гренобль, Франция). Линия ID10 является многоцелевым инструментом для исследования жидких и твердых веществ. В одном приборе возможно использовать несколько методик благодаря быстрому переоснащению линии: дифракция в геометрии скользящего отражения зондирующего пучка (GID), рефлектометрия рентгенов-

ских лучей (XRR) и малоугловое рассеяние в геометрии скользящего отражения зондирующего пучка (GISAXS). Эксперименты проводились в процессе нагревания пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ от 100 до 190 °С с переменным шагом в зависимости от степени удаления от области фазовых переходов.

С помощью метода дифракции синхротронного излучения в скользящей геометрии были получены дифракционные картины пленки халькогенидного полупроводникового соединения в аморфном и кристаллическом состояниях вблизи фазового перехода. Установлено, что аморфная пленка GST225, полученная методом вакуумно-термического испарения, кристаллизуется в две кристаллические фазы, соответствующие кубическому и тригональному упорядочению атомов. При этом максимумы, принадлежащие кубической фазе, можно описать двумя составами – GST-225 и GST-124 с близкими параметрами гранецентрированной кубической решетки ($a_0 = 6.037 \text{ \AA}$ для GST-225, $a_0 = 6.043 \text{ \AA}$ для GST-124). На основании полученных температурных зависимостей была определена температура начала ФП аморфная пленка / кристаллическая пленка, которая составила 125 °С. Показано, что самыми быстрорастущими оказались амплитуды брэгговских максимумов 013, 106 и 008 для тригональной фазы и максимумов 002, 111 и 400 для кубической фазы, что говорит о том, что при переходе из неупорядоченного состояния в упорядоченное наиболее активно атомы перестраиваются именно в этих плоскостях. При этом, заметный рост интенсивности брэгговских максимумов и уменьшение их ширины наблюдается при температурах от 128 °С до 145 °С.

Литература

- [1] M. Wuttig, H. Bhaskaran, T. Taubner *Nature Photonics* **11** 465 (2017)

ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

М.Е. Федянина¹, П.И. Лазаренко¹, Ю.В. Воробьев², А.А. Шерченков¹,
С.А. Козюхин³, А.В. Кукин⁴, А.О. Якубов¹, Ю.С. Зыбина¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Зеленоград

²Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань

³Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва

⁴ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

тел: (925) 205-2226, эл. почта: aka.jum@gmail.com

В настоящее время актуальным направлением развития науки и техники является разработка и создание полностью оптических многоуровневых запоминающих устройств на основе фазовых переходов [1]. Создание такого типа устройств поможет увеличить быстродействие, помехоустойчивость и радиационную стойкость современных вычислительных устройств. Принцип действия данных элементов памяти может быть основан на изменении оптических свойств материала в результате перехода тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ между аморфным и кристаллическим состояниями. Однако анализ научно-технической литературы выявил существенные различия между публикуемыми результатами исследований оптических свойств тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, а также отсутствие данных о состояниях с промежуточной степенью кристаллизации. Таким образом, целью данной работы являлось определение влияния кристаллизации на оптические свойства и ширину запрещенной зоны тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$.

Для решения поставленной цели были подготовлены образцы, представляющие собой подложки оптического стекла (Corning glass 1737F) со сформированными на их поверхности тонкими пленками $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Аморфные тонкие пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ формировались методом магнетронного распыления мишени, скорость напыления составляла 2,3 нм/сек. Толщина тонких пленок контролировалась с помощью атомно-силового микроскопа и ее значения варьировались в диапазоне от 120 до 130 нм. Исследования методом Оже-спектроскопии подтвердили, что тонкие пленки обладают равномерным распределением элементов по толщине, а состав пленок близок к $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Отжиг образцов проводился под действием треугольного температурного профиля со скоростями нагрева и охлаждения 5 °C/мин. Исследование структуры проводилось по результатам дифракции электронов на просвечивающем электронном микроскопе FEI Titan Themis 200-80.

Спектры пропускания (Т) и отражения (R) были получены с помощью спектрофотометра Agilent Cary 5000. На рис. 1 представлены отдельные спектры для демонстрации тенденции их изменения в зависимости от температуры отжига.

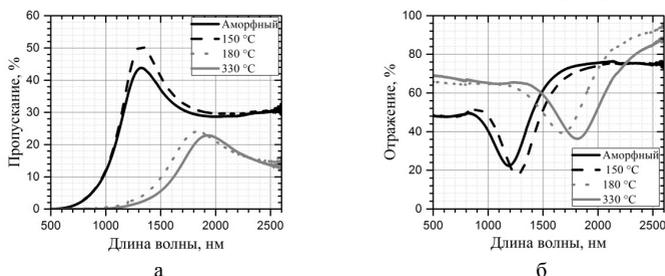


Рис. 1. Спектры пропускания (а) и отражения (б) для тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

Изменения пропускания и отражения во время процесса кристаллизации отчетливо заметны на зависимостях пропускания и отражения ($\lambda = 650$ нм) от температуры отжига (рис. 2). Видно, что в диапазоне от 150 до 180 °С происходит существенное изменение данных параметров, что объясняется переходом тонкой пленки из аморфного состояния в кристаллическое с кубической структурой типа NaCl.

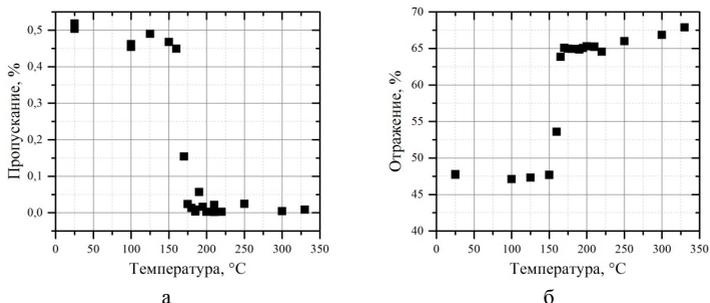


Рис. 2. Зависимости пропускания (а) и отражения (б) тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ от температуры отжига для длины волны 650 нм

Далее был проведен расчет коэффициента поглощения (α) с использованием нескольких способов, а именно, по: спектрам пропускания $T = e^{-\alpha d}$, где d – толщина пленки; по спектрам пропускания и отражения $T/(1-R) = e^{-\alpha d}$; по спектрам пропускания и отражения, используя программное обеспечение PUMA. Полученные результаты были использованы для оценки оптической ширины запрещенной зоны ($E_g^{\text{опт}}$) с использованием метода Тауца. Результаты определения $E_g^{\text{опт}}$ по рассчитанным спектрам коэффициента поглощения представлены на рис. 3.

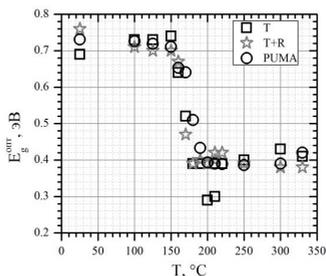


Рис.3. Зависимости $E_g^{\text{опт}}$ тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ от температур отжига, полученные различными способами

Из рис. 3 видно, что результаты расчета между собой заметно разнятся, что особо проявляется в различном характере изменения $E_g^{\text{опт}}$ во время кристаллизации и должно учитываться при дальнейших исследованиях.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-6347.2018.3).

Литература

- [1] M. Wuttig, H. Bhaskaran, T. Taubner *Nature Photonics* **11** 465 (2017)

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ И АМОРФИЗАЦИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИС-ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Б. Глухенькая¹, П.И. Лазаренко¹, С.А. Козюхин², Ю.В. Воробьев³, А.А. Шерченков¹, М.С. Савельев¹, А.А. Полохин¹, А.Ю. Герасименко¹

¹НИУ «Московский институт электронной техники», г. Зеленоград

²Институт общей и неорганической химии РАН, г. Москва

³Рязанский государственный радиотехнический университет, г. Рязань

Эл. почта: aka.jum@gmail.com

Применение новых технологий в области оптической передачи данных, совместно с достижениями современных нанотехнологий открывает широкие возможности развития различных интегральных устройств нанофотоники. Перспективным направлением является создание полностью оптических устройств на основе тонких пленок материалов фазовой памяти $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ [1] которые изменяют оптические свойства при фазовых переходах под воздействием лазерного излучения. Однако отсутствие детального понимания механизмов фазовых превращений в тонких пленках $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ при импульсном лазерном облучении является серьезной научной проблемой и требует дополнительных исследований.

Данная работа направлена на исследование фазовых превращений в тонких пленках $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ под воздействием серий импульсов лазерного излучения с длительностью с различной плотностью энергии.

На подложках SiO_2 методом магнетронного распыления материала мишени были сформированы аморфные пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ толщиной 130 нм. Облучение полученных пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ проводилось серией импульсов лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 532$ нм и длительностью $\tau = 16$ нс (Nd:YAG Lotis). Измерение профиля лазерного луча проводилось с использованием CCD-камеры (4,4 мкм²/пикс). Количество импульсов в серии варьировалось от 1 до 6, а плотность энергии излучения (E) в диапазоне от 36,5 до 207,9 мДж/см². После облучения тонкие пленки исследовались методами оптической, атомно-силовой и растровой электронной микроскопии, а также методом комбинационного рассеяния света (КРС).

Оптическое изображение образца после облучения ис-лазерными импульсами представлено на Рисунке 1.

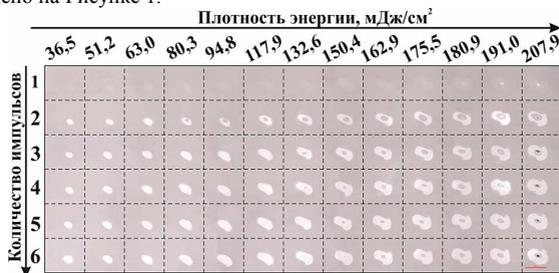


Рис. 1. Оптическая фотография тонкой пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ после облучения ис-лазерными импульсами

После воздействия однократными лазерными импульсами в диапазоне от 36,5 до 175,5 мДж/см² наблюдается небольшое увеличение отражательной способности относительно исходной тонкой пленки. При использовании плотности энергии в диапазоне от 180,9 до 207,9 мДж/см² дополнительно к данным изменениям в центре появляется ярко выраженная область с высокой отражательной способностью.

Анализ спектров КРС, полученных для областей с высокой отражательной способностью, позволил выделить пять пиков, положение которых ($55, 77, 104, 149$ и 208 см^{-1}) характерно для структурных единиц кристаллических тонких пленок GST225 [2]. В видимом диапазоне света кристаллический $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ обладает более высоким показателем преломления, что обуславливает его большую отражательную способность. Изменений спектров КРС для областей с незначительным изменением отражательной способности по сравнению с необлученной аморфной пленкой выявлено не было. Предполагается, что данные изменения могут быть связаны с начальной стадией кристаллизации и/или со структурно-релаксационными процессами в аморфной пленке под воздействием излучения.

После облучения тонких пленок сериями от 2 до 6 импульсов можно выделить следующие типы наблюдаемых изменений: области с полной кристаллизацией; области с кристаллизацией и участками реаморфизации в центре; области с разрушениями. К примеру, для серии из 2 импульсов полностью кристаллические области наблюдаются при $E \leq 80,3 \text{ мДж/см}^2$. Увеличение $E > 80,3 \text{ мДж/см}^2$ приводит к расплавлению материала в центре облучаемой области, а т.к. падающее излучение имеет распределение Гаусса, то, по мере удаления от центра, материал кристаллизуется. После прекращения воздействия расплавленная область переходит в твердую фазу с аморфной структурой, что также подтверждается результатами КРС. Дальнейшее повышение $E > 191,0 \text{ мДж/см}^2$ приводит к появлению областей разрушения материала, причиной которых могут быть процессы абляции. Особенности изменения морфологии поверхности данных областей были исследованы с использованием атомно-силовой микроскопии, в том числе в токопроводящей моде.

Изменение площадей закристаллизованной и реаморфизованной областей в зависимости от плотности энергии падающего излучения и числа импульсов представлено на рисунке 2. Следует отметить, что с ростом количества импульсов и плотности энергии, площадь закристаллизованной области закономерно увеличивается (рис. 2, а), однако площадь области реаморфизации с увеличением количества импульсов уменьшается (рис. 2, б). Для более детального анализа данного результата запланированы исследования с использованием методов микроскопии высокого разрешения.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ (проект №17-79-10465)

Литература

- [1] C. Rios, M. Stegmaier, P. Hosseini, D. Wang, T. Scherer, C. D. Wright, H. Bhaskaran, W. H. P. Pernice, *Nature Photonics* **9** 725 (2015).
 [2] P. Lazarenko, M. Savelyev, A. Sherchenkov, A. Gerasimenko, S. Kozyukhin, V. Glukhenkaya, A. Polokhin, Y. Shaman, A. Vinogradov *Chalcogenide Letters* **15** p. 25-33 (2018)

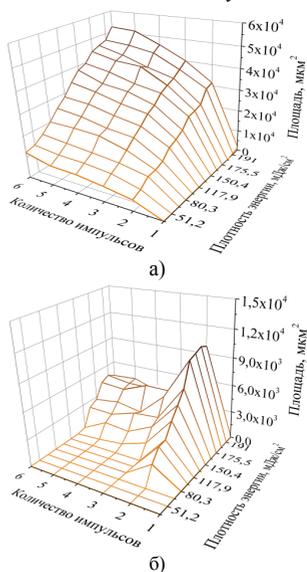


Рис. 2. 3D-графики изменения площади закристаллизованной (а) и реаморфизованной (б) областей в зависимости от плотности энергии падающего излучения и числа импульсов

СУБМИКРОННЫЕ СФЕРИЧЕСКИЕ ЧАСТИЦЫ GeSbTe, ПЕРЕКЛЮЧАЕМЫЕ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

М.В. Рыбин^{1,2}, А.Б. Певцов¹, С.В. Макаров², Д.А. Зуев², В.А. Миличко²

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

²Университет ИТМО, Санкт-Петербург

тел.: (812) 292-7174 (доб. 103), факс: (812) 297-1017, эл. почта: m.rybin@mail.ioffe.ru

Активное изменение свойств рассеивателей света при помощи оптических методов является перспективным направлением для создания новых фотонных устройств [1]. В последнее десятилетие материалы с фазовой памятью вызвали большой интерес из-за сильной модуляции диэлектрического отклика при переключении между метастабильными состояниями. Такие материалы самопроизвольно не возвращаются в исходную фазу до тех пор, пока на них не будет оказано внешнее воздействие [2]. К сегодняшнему дню эффекты переключения и памяти в халькогенидных сплавах семейства Ge-Sb-Te при воздействии электрических импульсов достаточно хорошо изучены, и этот материал близок к коммерческому использованию в твердотельных запоминающих устройствах. Кроме этого, Ge-Sb-Te широко применяется для создания перезаписываемых оптических дисков.

В настоящей работе мы рассматриваем перспективы применения материалов с фазовой памятью на основе Ge-Sb-Te в диэлектрической фотонике [3]. Резонансы Ми, возбуждающиеся в высокоиндексных диэлектрических частицах позволяют создавать метаматериалы, оптические антенны, а также эффективно локализовать электромагнитную энергию в связанных состояниях в континууме. Недавно сообщалось о управлении свойствами метаповерхностей и оптических антенн за счет термооптически индуцированных фазовых переходов в VO₂, PbTe и других материалах, которые после остывания возвращаются в исходное состояние.

В материалах на основе Ge-Sb-Te существует фазовый переход между метастабильным аморфным состоянием и кристаллической фазой, сопровождаемый гигантским изменением величины диэлектрической проницаемости от 15 до 30. Ненасыщенные ковалентные связи в таких материалах приводят к формированию так называемых резонансных связей, которые отвечают за высокое значение диэлектрической проницаемости. Кристаллизация в Ge-Sb-Te происходит при нагреве выше 160°C. Обратный процесс, требующий быстрой закалки, инициировать намного сложнее. Поэтому в большинстве работ, посвященных исследованию фотонике Ge-Sb-Te, исследуют только переход, связанный с кристаллизацией. Нагревательные элементы использовались для демонстрации переключения отклика алюминиевых наноантенн на подложке из Ge-Sb-Te, переключения режима абсорбера типа металл-диэлектрик-металл, управления циркулярным дихроизмом в метаповерхностях. Лишь в нескольких работах сообщается о двустороннем переключении между аморфной и кристаллической фазами. При этом в большинстве работ по фотонным структурам на основе Ge-Sb-Te, этот материал используется просто как диэлектрический слой, меняющий свойство резонаторов. В работе [4] сообщалось о создании метаповерхности, состоящей из наночастиц кристаллического Ge-Sb-Te в окружении слоя аморфного Ge-Sb-Te.

В данной работе мы синтезировали сферические частицы Ge-Sb-Te в воздушном окружении методом лазерной абляции. При облучения пленки Ge-Sb-Te фемтосекундными импульсами высокой мощности происходил перенос расплавленного материала на принимающую подложку, расположенную на расстоянии 10-15 мкм от исходной пленки. В результате были получены сферические частицы, диаметр которых находится в интервале от 60 нм до 200 нм.

Наночастицы Ge-Sb-Te изучались методом темнопольевой спектроскопии. Для исследований выбирались частицы с выраженным максимумом в оптических спектрах. При облучении частицы последовательно фемтосекундных импульсов относительно низкой мощности, Ge-Sb-Te испытывает переход в кристаллическую фазу. При этом интенсивность спектрального пика уменьшается, что подтверждает изменение диэлектрического отклика материала. Мы считаем, что геометрия частиц не меняется, поскольку сферическая форма является энергетически выгодной из-за поверхностного натяжения. После этого частица облучалась единичным фемтосекундным импульсом высокой мощности. В результате в спектрах наблюдается увеличение интенсивности пика к исходному значению, что свидетельствует о восстановлении исходной аморфной фазы Ge-Sb-Te. Для проверки эффекта процедура переключения фазы повторялась. При этом мы наблюдали переключение величины интенсивности пика между двумя значениями, характерными для аморфной и кристаллической фаз наночастицы.

Дополнительно наночастицы исследовались методом комбинационного рассеяния света. После абляции частицы находятся в аморфной фазе. Мы постепенно увеличивали интенсивность непрерывного лазерного излучения, падающего на частицу, что приводило к ее нагреву и последующей кристаллизации. При достижении температуры фазового перехода спектры комбинационного рассеяния демонстрируют резкое изменение интенсивности. Также при фазовом переходе наблюдается усиление активных колебательных мод с октаэдрической структурой Ge-Sn-Te, и подавление мод с тетраэдрической структурой. Отметим, что такое перестроение спектра комбинационного рассеяния типично для материала Ge-Sb-Te.

Также была исследована эффективность генерации второй гармоники наночастицами Ge-Sb-Te. По мере увеличения интенсивности энергии лазерного импульса на частоте фундаментальной гармоники наночастицы Ge-Sb-Te нагревались и при температуре фазового перехода переходили в кристаллическое состояние. При этом наблюдалось скачкообразное увеличение интенсивности излучения на частоте второй гармоники.

Таким образом, мы впервые синтезировали сферические наночастицы Ge-Sb-Te в воздушном окружении. Было продемонстрировано обратимое переключение фазы материала наночастиц между аморфным и кристаллическим состоянием под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов. Дополнительно фазовый переход в наночастицах Ge-Sb-Te был изучен при помощи комбинационного рассеяния света и генерации второй гармоники.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН (№7 «Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов»).

Литература

- [1] S. V. Makarov et al. *Laser Photon. Rev.* **10** 1700108 (2017)
- [2] M. Wuttig, H. Bhaskaran, and T. Taubner *Nat. Photon.* **11** 465 (2017)
- [3] A. I. Kuznetsov et al. *Science* **354** aag2472 (2016).
- [4] Q. Wang et al. *Nat. Photon.* **10** 60 (2016)

МЕТОД РАСЧЕТА КОМПЛЕКСНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК Ge₂Sb₂Te₅

Н.В. Вишняков¹, А.Д. Маслов¹, П.С. Провоторов¹, Н.М. Толкач¹

¹Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань
тел.: (915) 602-64-40, эл. почта: tolkach.n.m@rsreu.ru

Измерение комплексного показателя преломления материалов является актуальной задачей при проектировании различных оптических приборов. Халькогенидные стеклообразные полупроводники на основе системы соединений Ge₂Sb₂Te₅ (GST) обладают ценной способностью, позволяющей изменять их фазовое состояние при низкоэнергетических кратковременных воздействиях оптическим излучением. При изменении фазового состояния изменяются и оптические свойства (комплексный показатель преломления), что можно использовать для проектирования устройств модуляции и коммутации оптических сигналов.

Целью данной работы являлось рассчитать значения комплексного показателя преломления аморфной и кристаллической тонких пленок GST по данным об их толщинах, отражательных и пропускательных способностях.

Суть метода состояла в измерении толщины, спектральных значений отражательной и пропускательной способностей пленки, расположенной на прозрачной подложке и дальнейшем расчете ее комплексного показателя преломления. С помощью модели многократных переотражений в тонкопленочной структуре [1] были получены следующие выражения:

$$\Re = \left| \frac{r_{12} + r_{23} \cdot e^{i(\beta_1 - i\beta_2 - \alpha)}}{1 + r_{12} r_{23} \cdot e^{i(\beta_1 - i\beta_2 - \alpha)}} \right|^2, \quad \Im = w \cdot \left| \frac{t_{12} t_{23} e^{i(\beta_1 - i\beta_2 - \alpha)}}{1 + r_{12} r_{23} e^{i(\beta_1 - i\beta_2 - \alpha)/2}} \right|^2, \quad (1-2)$$

$$w = N^A \cdot P^B, \quad N = \frac{n_2^2}{n_1 n_3}, \quad P = \frac{\cos^2(\varphi_2)}{\cos(\varphi_1) \cos(\varphi_3)}, \quad (3-5)$$

$$\Re = \frac{\rho_{12}^2 + \rho_{23}^2 e^{-2\beta_2} + 2\rho_{12}\rho_{23} e^{-\beta_2} \cos(\phi_{12} - \phi_{23} - \beta_1 + \alpha)}{1 + \rho_{12}^2 \rho_{23}^2 e^{-2\beta_2} + 2\rho_{12}\rho_{23} e^{-\beta_2} \cos(\phi_{12} + \phi_{23} + \beta_1 - \alpha)}, \quad (6)$$

$$\Im = w \cdot \frac{\tau_{12}^2 \tau_{23}^2 e^{-\beta_2}}{1 + \rho_{12}^2 \rho_{23}^2 e^{-2\beta_2} + 2\rho_{12}\rho_{23} e^{-\beta_2} \cos(\phi_{12} + \phi_{23} + \beta_1 - \alpha)}, \quad (7)$$

$$\beta_1 = 4\pi n_2 h / \lambda, \quad \beta_2 = 4\pi k_2 h / \lambda, \quad (8-9)$$

$$r_{12} = \rho_{12} e^{i\phi_{12}}, \quad r_{23} = \rho_{23} e^{i\phi_{23}}, \quad t_{12} = \tau_{12} e^{i\chi_{12}}, \quad t_{23} = \tau_{23} e^{i\chi_{23}}, \quad (10-13)$$

здесь: α – коэффициент, характеризующий сдвиг фазы при отражения от менее/более плотной среды ($\alpha = 0$ при $n_2 < n_3$, $\alpha = \pi$ при $n_2 > n_3$); w, N, P, A, B – коэффициенты, учитывающие порядок следования сред с меньшим/большим показателем преломления, ТЕ и ТМ поляризацию волны (при $n_2 > n_3$: $A = 1, B = 1$ для ТЕ волны, $A = 1, B = -1$ для ТМ волны; при $n_2 < n_3$: $A = -1, B = -1$ для ТЕ волны, $A = -1, B = 1$ для ТМ волны); $\rho_{12}, \rho_{23}, \tau_{12}, \tau_{13}$ – амплитудные и $\phi_{12}, \phi_{23}, \chi_{12}, \chi_{13}$ – фазовые множители коэффициентов (соотношений Френеля) отражения r_{12}, r_{23} и пропускания t_{12}, t_{23} на границах раздела сред структуры; φ_1 – угол падения и φ_2, φ_3 – углы преломления; h – толщина пленки GST; n_1, n_2, n_3 – показатели преломления соответствующих сред; k_2 – коэффициент экстинкции среды 2; λ – длина волны; β_1 – разность фаз между соседними волнами; β_2 – экспоненциальный коэффициент, характеризующий затухание в пленке GST (закон Вульфа-Брегга).

Измерения толщины h аморфной и кристаллической пленок GST проводились с помощью атомно-силового микроскопа на базе зондовой лаборатории «Интегра

Спектра – С» (производитель ООО «НТ-МДТ», Москва). При проведении каждого измерения часть пленки удалялась скальпелем. Измеренный перепад высот между пленкой и подложкой составил 130 ± 5 нм. Измерения спектральных зависимостей \Re и \Im от λ выполнялись на спектрофотометре «СФ-56» (производитель ООО «ОКБ Спектр», Санкт-Петербург) для образцов аморфной и кристаллической пленок GST в диапазоне λ от 420 до 780 нм.

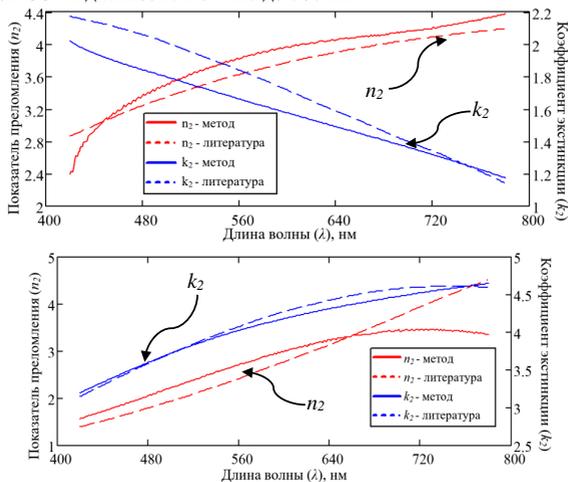


Рис. 3 – Спектральные зависимости n_2 и k_2 : а) для аморфной пленки GST; б) для кристаллической пленки GST, полученные: в результате расчета по данному методу (сплошные линии); в справочной литературе [4] (штриховые линии)

Результаты расчета по данному методу совпадают с результатами из справочных источников [2, 3] на 90 %. Неточности могут быть связаны с погрешностью измерительной установки, неидеальностью образцов и особенностями их изготовления.

Литература

- [1] Born M., Wolf E. An absorbing film on a transparent substrate // In: Principles of optics. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press, Pp. 753-754 (2003)
- [2] Wang X., Kuwahara M., Awazu K., Fons P., Tominaga J., Ohki Y. Proposal of a Grating-Based Optical Reflection Switch using Phase Change Materials // Optics express. Vol. 17. No. 19. Pp. 16947-16956 (2009)
- [3] Orava J., Wágner T., Šik J., Pfikryl J., Beneš L., Frumar M. Optical properties and phase-change transition in $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ flash evaporated thin films studied by temperature dependent spectroscopic ellipsometry // Journal of Applied Physics. Vol. 104. Pp. 043523 – 043553 (2008)

СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ СВИНЦА

Б. Н. Мирошников^{1,2}, И. Н. Мирошникова^{1,2}, А. Д. Баринов^{1,2}, М. Ю. Пресняков³

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

²Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

³Национальный исследовательский центр Курчатовский институт, Москва

эл. почта: MiroshnikovaIN@mpei.ru

Представлены результаты исследования фоточувствительных элементов (ФЧЭ) на базе микрокристаллических сульфида и селенида свинца, полученных химическим и физическим методами. Все ФЧЭ предварительно проходили исследования электрофизических параметров (темнового сопротивления, чувствительности и обнаружительной способности), у них исследовались спектральные характеристики чувствительности. Все значения соответствовали техническому заданию на приборы (удельная обнаружительная способность, $D^* \geq 10^9$ Вт⁻¹·см·Гц^{1/2} при комнатной температуре), однако, как показали наши предыдущие исследования [1], несмотря на близкие значения параметров, спектральные характеристики зависят от метода получения. Было установлено, что особое влияние на параметры ФЧЭ на основе PbS оказывает время жизни основных носителей заряда (дырок) [2], которое можно менять, варьируя содержание кислорода как внутри кристаллитов, так и на их поверхности. На рис. 1 представлены типичные микрофотографии высокого разрешения ФЧЭ, полученных физическим (рис. 1. а) и химическим (рис. 1. б) методами.

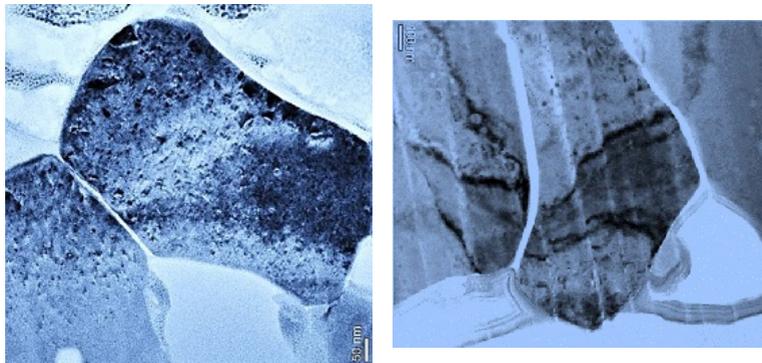


Рис.1. Микрофотографии высокого разрешения сечения ФЧЭ, полученных физическим (а) и химическим (б) методами

Электронная микроскопия высокого разрешения полученных образцов показывает, что кислородосодержащие примеси (на рисунках они отмечены светлыми тонами) содержатся на поверхности микрокристаллитов и на границе с подложкой. Структура микрокристаллитов также не упорядочена, что приводит к повышенному шуму ФЧЭ на низких частотах [3].

У ФЧЭ на базе PbSe за счет использования отжига в атмосфере, содержащей йод, структура микрокристаллитов не содержит кислородосодержащие примеси между кристаллитами (рис. 2). Дифракция электронов от зерен (рис. 3а) и меж-

зерных границ (рис. 3 б) свидетельствует о высокой упорядоченности атомов внутри зерен. Предполагается, что I способствует диффузии кислорода внутрь микрокристаллитов.

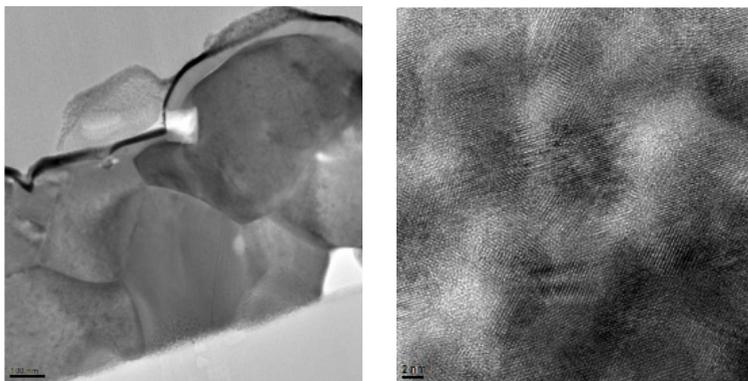


Рис. 2. Микрофотографии высокого разрешения сечения ФЧЭ на основе PbSe, изготовленных химическим осаждением и отожженных в парах KI

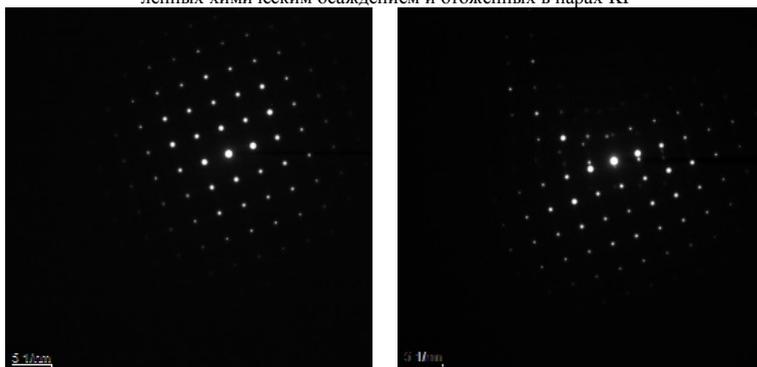


Рис. 3. Картина дифракции электронов (а) от зерна и межзеренной границы (б)

В докладе анализируются структура фоточувствительных элементов на основе микрокристаллических халькогенидов свинца и проводится сопоставление ее с параметрами ФЧЭ.

Работа проводилась при поддержке ГРАНТ РФФИ № 16-07-00417.

Литература

- [1] H.S.H. Mohamed, M. Abdel-Hafiez, B.N. Miroshnikov, A.D. Barinov, I.N. Miroshnikova J. Materials Science in Semiconductor Processing. **27** (2014).
- [2] B. N. Miroshnikov, I. N. Miroshnikova, A. I. Popov, M. Y. Zinchenko. J. Nano-electron and Optoelectron. **9** (2014).
- [3] Б.Н. Мирошников, И.Н. Мирошникова, Х.С.Х. Мохамед, А.И. Попов. Ж. Измерительная техника. **2** (2015).

КИСЛОРОД В МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СУЛЬФИДАХ СВИНЦА И КАДМИЯ

Б. Н. Мирошников^{1,2}, И. Н. Мирошникова^{1,2}, А. Д. Баринов^{1,2}

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

²Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

Эл. почта: *MiroshnikovaIN@mpei.ru*

Сульфиды и селениды свинца широко используются для изготовления фоторезисторов в кино- и фотоаппаратуре, а также в оптико-электронных устройствах различного назначения.

Несмотря на микрокристалличность слоев, удается получить достаточно высокие значения удельной обнаружительной способности – для CdS $D^* \geq 3 \cdot 10^{14}$ Вт⁻¹·см·Гц^{1/2} ($\lambda=0,4\text{ч}0,8$ мкм, постоянная времени $\tau=20\dots 200$ мс); для PbS $D^* \geq 10^{11}$ Вт⁻¹·см·Гц^{1/2} ($\lambda=1\text{ч}3$ мкм, $\tau=0,1\dots 0,5$ мс) при T_K [1]. Поэтому основным ограничением их применения являются относительно низкие постоянные времени фоторелаксации, ограничивающие предельные частоты для CdS и PbS. Таким образом, частотные характеристики фоторезисторов на основе PbS на два порядка лучше, чем у элементов на основе CdS.

У относительно чистых монокристаллов CdS времена жизни носителей заряда $\tau_p, \tau_n \sim 10^{-6} \dots 10^{-8}$ с, такие слои обладают слабой фотопроводимостью. После отжига этих кристаллов в парах кадмия (введении локальных уровней вакансий), τ_n увеличивается до $10^3 \text{--} 10^2$ с, и у кристаллов наблюдается значительная фотопроводимость.

В ФР на основе микрокристаллического CdS D^* является функцией частоты: наличие быстрых уровней прилипания приводит к снижению D^* с ростом частоты, а наличие медленных уровней прилипания либо медленных рекомбинационных центров – к возрастанию D^* . Однако до настоящего времени природа уровней прилипания не до конца выяснена.

Наши работы по определению роли кислорода в халькогенидах свинца [2, 3] показали взаимосвязь времени жизни основных носителей заряда (постоянной времени релаксации – τ) с концентрацией введенного в структуру ФР кислорода, а также относительной чувствительностью приборов и темнового сопротивления (рис. 1).

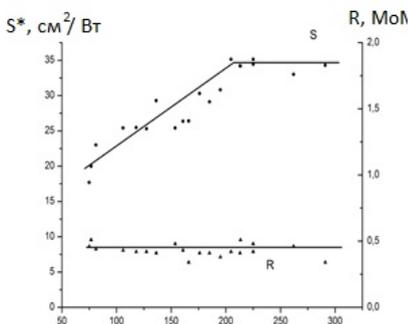


Рис. 1. Распределения приведенной чувствительности приборов (S^*) и темнового сопротивления (R) по значениям постоянной времени релаксации

$$S^* = S_U \cdot A_{эфф} / U_{ФР}$$

Эти данные позволяют распространить исследования на фоточувствительные элементы на основе CdS. Как известно, кислород как нейтральная примесь замещения в серных узлах решетки – O_S в соединениях PbS – CdS является изоэлектронным акцептором. Такой центр при введении в исходный PbS с типичной

электронной проводимостью и низким сопротивлением ($\kappa\text{Ом}$ на квадрат) позволяет получать высокоомные (МОм) слои $\text{PbS}(\text{O})$ с высоким временем жизни носителей (рис. 1) [3], что является следствием захвата электронов (минимизацией их концентрации) изоэлектронными кислородными ловушками. Подбором температурно-временных режимов обработки состав $\text{PbS}(\text{O})$ может быть переведен к p -типу проводимости с высоким временем жизни дырок. Переход к p -типу проводимости при введении кислорода осуществляется при прохождении через область стехиометрии состава соединения.

Введение кислорода в CdS приводит к возникновению новых локализованных уровней вблизи (0.1 эВ) дна зоны проводимости, в PbS кислород дает глубокий рекомбинационный уровень (0.23 эВ от E_c) и мелкий уровень (0.12 эВ от E_c), связанный с кислородосодержащими летучими соединениями (КСЛС) на поверхности кристаллитов, концентрацию которых можно варьировать нагревом до 500 К в вакууме. Десорбция КСЛС приводит к освобождению электронов с ловушек захвата, снижению времени жизни дырок, а связь чувствительности фоторезисторов с отношением τ/p позволяет практически не менять чувствительность приборов (рис. 2).

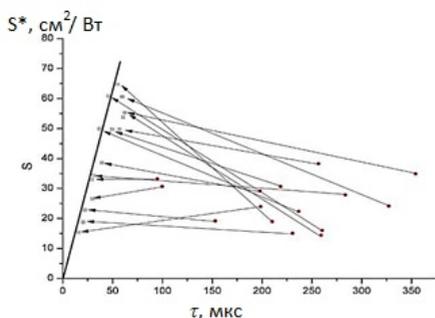


Рис. 2. Динамика изменения значений времени релаксации и относительной чувствительности ФЧЭ на основе PbS , прошедших нагрев в вакууме

Концентрация кислорода даже в монокристаллах CdS велика – до 10^{20} см^{-3} [4]. В CdS кислород также является причиной уменьшения проводимости и это определяется захватом электронов изоэлектронным акцептором O_2 . CdS

Поэтому можно ожидать, что фоторезисторы на основе соединения $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}$ будут обладать промежуточными значениями постоянной времени при варьировании спектральной характеристики чувствительности.

Полученные результаты дополняют и уточняют опубликованные ранее данные. Образование прочных кислородосодержащих комплексов определяет и увеличение растворимости кислорода, и связывание подвижных носителей, что является причиной уменьшения электронной проводимости CdS и PbS .

Работа проводилась при поддержке ГРАНТ РФФИ № 18-29-11051.

Литература

- [1] А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Трищенко *Твердотельная фотозлектроника. Фоторезисторы и фотоприемные устройства* (М.: Физматкнига). 368 с. (2012).
- [2] H.S.H. Mohamed, M. Abdel-Hafiez, B.N. Miroshnikov, A.D. Barinov, I.N. Miroshnikova *J. Materials Science in Semiconductor Processing*. **27** (2014).
- [3] B. N. Miroshnikov, I. N. Miroshnikova, A. I. Popov, M. Y. Zinchenko. *J. Nanoelectron and Optoelectron*. **9** (2014).
- [4] Н.К. Морозова, Б.Н. Мирошников *ФТП*. **3**, с. 295-298 (2018)

ФОРМИРОВАНИЕ ФРАКТАЛЬНЫХ СТРУКТУР СЕРЕБРА НА ПОВЕРХНОСТИ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ИОННЫХ ПРОВОДНИКОВ $\text{AgGe}_{1+x}\text{As}_{1-x}\text{S}_3$ И КОМПОЗИТОВ НА ИХ ОСНОВЕ, СОДЕРЖАЩИХ ОДНОСТЕННЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ

Н.В. Мельникова, К.В. Курочка, Б.Н. Слаутин, Д.О. Аликин, К.И. Игнатова

Уральский федеральный университет, Институт естественных наук и математики, Екатеринбург

тел.: (343) 261-7441, факс: (343)261-6885, эл. почта: nvm.melnikova@gmail.com

Продемонстрирована возможность записи и стирания структур фрактального типа на поверхности стеклообразных ионных проводников $\text{AgGe}_{1+x}\text{As}_{1-x}\text{S}_3$ и композитов на их основе $\text{AgGe}_{1+x}\text{As}_{1-x}(\text{S}+\text{CNT})_3$, содержащих одностенные углеродные нанотрубки (CNT). Исследована динамика ионов в материалах в переменном электрическом поле, проведена оценка среднего квадрата перемещения ионов и времени перехода от коррелированного движения к квазиброуновскому.

Стеклообразные халькогениды из систем Ag-Ge-Se(S) , Ag-As-Se(S) , Ag-Ge-As-Se(S) и др., а также углеродсодержащие композиты на их основе, представляют собой многофункциональные материалы, одновременно проявляющие такие особенности, как наличие ионной проводимости, высокая радиационная устойчивость, интересные оптические, термоэлектрические и другие свойства [1-9]. Некоторые материалы перспективны для применения в новых элементах памяти типа SEM (solid electrolyte memory), которая основана на свойствах твердых электролитов [1, 10-11]. Цель настоящей работы – анализ возможности формирования и дальнейшего «стирания» фрактальных структур серебра на поверхности стеклообразных ионпроводящих халькогенидов $\text{AgGe}_{1+x}\text{As}_{1-x}\text{S}_3$ и композитов на их основе $\text{AgGe}_{1+x}\text{As}_{1-x}(\text{S}+\text{CNT})_3$, содержащих углеродные нанотрубки (УНТ или CNT - carbon nanotubes), а также оценка некоторых параметров, характеризующих динамику ионов в материалах.

Объемные стекла $\text{AgGe}_{1+x}\text{As}_{1-x}\text{S}_3$ и $\text{AgGe}_{1+x}\text{As}_{1-x}(\text{S}+\text{CNT})_3$, $x = 0.4; 0.5; 0.6$ - смешанные (электронно-ионные, с проводимостью по ионам Ag^+) полупроводники с преобладающей (более 0.95) долей ионной проводимости. Синтез, атомная структура материалов, проявление эффекта армирования и повышение доли ионной проводимости при добавлении УНТ подробно описаны в [4, 6], электрические свойства в широкой области температур и давлений и некоторые параметры оптических характеристик представлены в [3-9, 12].

Фрактальные структуры серебра на поверхности материалов формировали под действием электрического поля зонда сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) Ntegra Aura (использовали постоянное напряжение и треугольные импульсы различной длительности). Сформированные структуры изучены с помощью СЭМ (Auriga CrossBeam), с применением ЭДС-анализа.

С помощью теории линейного отклика и формул Кубо [14], применив обратное преобразование Фурье к комплексной проводимости, оцененной из эксперимента (адмиттанс и импеданс измеряли с помощью универсального анализатора частотного отклика Solartron 1260A), проведена оценка значений среднего квадрата смещения ионов ($\langle r^2(t) \rangle$). Из полученных зависимостей $\langle r^2(t) \rangle$ определены характеристическое время t_p перехода от коррелированного движения к квазиброуновскому и характеристическое расстояние $\sqrt{\langle r^2(t_p) \rangle}$, соответствующее этому времени.

Пример записи и последующего стирания структур фрактального типа на поверхности одного из образцов представлен на рис. 1. Скорость роста структур серебра под действием электрического поля зонда зависит от времени подачи импульса. Пример зависимости размера структур от времени воздействия представлен на рис. 2.

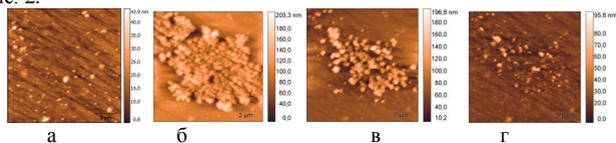


Рис. 1. Запись (а, б) и дальнейшее стирание (в, г) структуры под действием электрического поля зонда на поверхности $\text{AgGe}_{1-x}\text{As}_{1-x}(\text{S}+\text{CNT})_3$ ($x=0.4$).

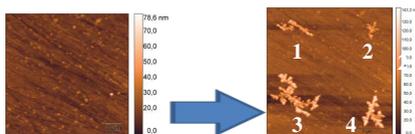


Рис. 2. Пример записи структур на поверхности $\text{AgGe}_{1-x}\text{As}_{1-x}(\text{S}+\text{CNT})_3$ ($x=0.4$) при разных временах воздействия треугольного импульса напряжения (амплитуда 2.3 В): 1 – 1 сек, 2 – 2 сек, 3 и 4 – 5 сек.

Анализ полученных характеристик динамики ионов - времени (t_p) и масштаба длины ($\sqrt{\langle r^2(t_p) \rangle}$) перехода от коррелированного движения к квазиброуновскому в исследованных материалах, позволяет сделать вывод, что полученные результаты согласуются с предложенной ранее моделью атомной структуры [4, 6], с транспортными характеристиками материалов [3-9] и с возможностью образования фрактальных структур из серебра на поверхности материалов.

Исследования выполнены при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00857-а.

Литература

- [1] К. Tanaka, K. Shimakawa *Amorph. Chalc. Semicond. and Related Mat.* (NY:Springer) 258 p. (2011).
- [2] N. Melnikova, O. Kheifets, A Babushkin et al. *EPJ, WoC* **15** 03004 (2011).
- [3] K.V. Kurochka, N.V. Melnikova, I.S. Ustinova et al. *IOP. J. Physics: Conf. Ser.* **500** 192007 (2014).
- [4] Н.В. Мельникова, К.В. Курочка, О.Л. Хейфец и др. *Изв. РАН. Серия физ.* **79** 719 (2015).
- [5] K.V. Kurochka, N.V. Melnikova, Ya.Yu Volkova et al. *IOP. J. Physics: Conf. Ser.* **586** 012011 (2015).
- [6] K.V. Kurochka, N.V. Melnikova *Solid State Ionics* **300** 53 (2017).
- [7] Пат. 2533551 РФ. МПК H01C 7/00, C01B 19/00. *Бюл. №32* (2014).
- [8] Пат. 2614738 РФ. МПК H01C 7/00. *Бюл. №10* (2017).
- [9] Пат. 2614942 РФ. МПК H01C 7/00. *Бюл. №10* (2017).
- [10] S. Stehlik, J. Orava, T. Kohoutek et al. *J. Solid State Chem.* **183** 144 (2010).
- [11] B. Cai, B. Prasai, D. Drabold *Flash Memory* (INTECH) 262 p. (2011).
- [12] I. Chaudhuri, F. Inam, D. Drabold *Physical Review B* **79** 100201 (2009).
- [13] Н.В. Мельникова, А.Ю. Чуфаров, А.Н. Бабушкин др. *AMSIO* 166 (2016).
- [14] R. Kubo *J. Physical Society Japan* **12** 570 (1957).

СОСТОЯНИЕ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ ^{119m}Sn В СТЕКЛООБРАЗНЫХ ХАЛЬКОГЕНИДАХ МЫШЬЯКА В УСЛОВИЯХ РАДИОАКТИВНОГО РАВНОВЕСИЯ ИЗОТОПОВ $^{119m}\text{Te}/^{119}\text{Sb}$

П.П. Серегин¹, Е.И. Теруков², А.В. Марченко¹, Н.Н. Жуков¹, К.Б. Шахович¹

¹Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

e-mail: ppseregin@mail.ru

В настоящее время для исследования состояния примесных атомов в халькогенных стеклообразных полупроводниках широко используется эмиссионный вариант мессбауэровской спектроскопии на изотопе ^{119m}Sn с материнскими ядрами ^{119}Sb и ^{119m}Te , когда в исследуемое стекло вводится радиоактивный материнский изотоп, после распада которого образуется дочерний атом ^{119m}Sn . В представленной работе предлагается проводить измерения эмиссионных мессбауэровских спектров для источников, содержащих одновременно материнские изотопы ^{119m}Te и ^{119}Sb , не требующие длительной выдержки образцов до момента измерения мессбауэровских спектров и позволяющие получать информацию одновременно о состоянии материнских и дочерних примесных атомов теллура, сурьмы и олова.

Распад материнских атомов ^{119m}Te происходит с образованием дочерних радиоактивных ядер ^{119}Sb , и к моменту установления подвижного равновесия образуется смесь радиоактивных атомов теллура (обозначим их $^{119m}\text{Te1}$) и сурьмы (обозначим их $^{119}\text{Sb1}$). Эта смесь сплавлялась с соединениями As_2S_3 , As_2Se_3 или As_2Te_3 с последующей закалкой мышьяка на металлическую плиту. При этом атомы $^{119}\text{Sb1}$ оказываются в узлах мышьяка, а атомы ^{119m}Te (следовательно, и атомы $^{119}\text{Sb2}$, образующиеся после их распада) оказываются в узлах халькогена структурной сетки стеклообразного сплава. Эмиссионные мессбауэровские спектры ^{119m}Sn снимались при 80 К в интервале времен после приготовления мессбауэровского источника $\Delta t = 0 - 9.5, 9.5 - 19.0, 19.0 - 28.6, 28.6 - 38.1, 38.1 - 47.6, 47.6 - 57.1, 57.1 - 55.6$ и $66.7 - 76.2$ час (за $t = 0$ взят момент закалки сплава $(\text{As}, ^{119}\text{Sb})_2^{119m}\text{Te}_3$). В качестве стандартного поглотителя использовался CaSnO_3 с поверхностной плотностью 0.1 г/см^2 по изотопу ^{119}Sn .

Мессбауэровские спектры ^{119m}Sn сплава $(\text{As}, ^{119}\text{Sb})_2^{119m}\text{Te}_3$ представляют собой наложение двух линий. Менее интенсивная линия при измерении спектра в интервале времени $0 - 19.05$ час имеет изомерный сдвиг $2.61(2)$ мм/с и эту линию можно приписать примесным центрам олова $^{119m}\text{Sn}^0$, образовавшихся после распада атомов $^{119m}\text{Te1}$ в узлах теллура (спектр I). Изомерный сдвиг более интенсивной линии этого спектра составляет $3.65(2)$ мм/с и эту линию можно приписать двухвалентным примесным центрам олова $^{119m}\text{Sn}^{2+}$, образовавшихся после распада атомов $^{119}\text{Sb1}$ в узлах мышьяка (спектр II). Относительная интенсивность мессбауэровского спектра $^{119m}\text{Sn}^0$ в подрешетке теллура возрастает с возрастанием t .

Очевидно, что в начальный период измерения мессбауэровского спектра образца $(\text{As}, ^{119}\text{Sb})_2^{119m}\text{Te}_3$ основной вклад в спектр ^{119m}Sn дают материнские атомы $^{119}\text{Sb1}$, тогда как по мере их распада будет возрастать интенсивность спектра от материнских атомов $^{119}\text{Sb2}$ (они образуются после распада атомов $^{119m}\text{Te1}$). Для количественного описания изменения структуры мессбауэровского спектра ^{119m}Sn по мере изменения времени измерения были рассчитаны зависимости отношения

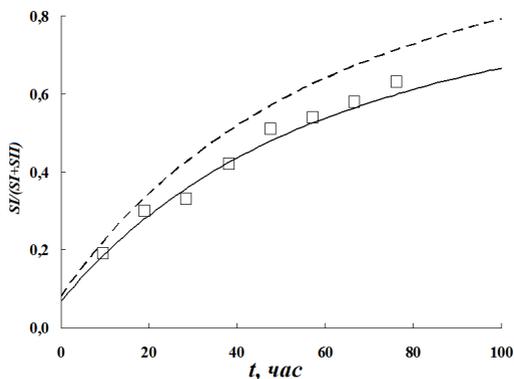
$$P = \frac{SI}{SI + SII}$$
 от момента t закалки расплава $(\text{As}, ^{119}\text{Sb})_2^{119m}\text{Te}_3$ в предположении, что $\Delta t = 0.25 \times T_{1/2}$ (здесь SI и SII – площади под нормированными мессбауэров-

скими спектрами I и II соответственно, $T_{1/2}$ – период полураспада изотоп ^{119}Sb , Δt – время измерения спектра). При этом распад ядер ^{119}SbI описывался соотношением $N_{\text{SbI}} = N_{\text{SbI}}^0 \exp(-\lambda_{\text{Sb}} t)$, а накопление ядер ^{119}SbI , записывалось в виде

$$N_{\text{Sb2}} = \frac{\lambda_{\text{Sb}}}{\lambda_{\text{Te}} - \lambda_{\text{Sb}}} N_{\text{Sb}}^0 [\exp(-\lambda_{\text{Sb}} t) - \exp(-\lambda_{\text{Te}} t)] + N_{\text{Te}}^0 \exp(-\lambda_{\text{Te}} t), \text{ где } N_{\text{SbI}}^0, N_{\text{Te}}^0 - \text{число}$$

атомов ^{119}SbI и $^{119\text{m}}\text{TeI}$ в момент времени $t = 0$, N_{SbI} , N_{Sb2} – число атомов ^{119}SbI и $^{119}\text{Sb2}$ в момент времени t . Рассчитанные зависимости $P(t)$ вместе с экспериментальными величинами P приведены на рисунке. Если расчет P ведется в предположении, что в процессе измерения мессбауэровских спектров атомы ^{119}SbI находятся в подрешетке мышьяка, а атомы $^{119\text{m}}\text{TeI}$ находятся в подрешетке теллура, то отсутствует согласие расчетных и экспериментальных величин P (рис. 3, зависимость, показанная пунктиром). Для согласования этих величин необходимо предположить, что в процессе измерения спектров происходит перемещение (0.15 ± 0.02) доли атомов $^{119\text{m}}\text{TeI}$ из подрешетки теллура в подрешетку мышьяка (эта величина получается при экстраполяции экспериментальной зависимости $P(t)$ на $t \rightarrow \infty$). Это перемещение может происходить за счет энергии отдачи, получаемой дочерними атомами $^{119}\text{Sb2}$ при радиоактивном распаде атомов $^{119\text{m}}\text{TeI}$. Аналогичные результаты получены и для стеклообразных сульфида и селенида мышьяка.

Таким образом, в одном эксперименте получена информация о месте локализации атомов сурьмы, теллура и олова в структурной сетке стеклообразных халькогенидов мышьяка и о валентном состоянии дочерних атомов олова, образующихся из материнских атомов ^{119}Sb , локализованных в различных структурных узлах стекла.



Зависимости P от времени для стеклообразного сплава образцов $(\text{As}, ^{119}\text{Sb})_2^{119\text{m}}\text{Te}_3$. Пунктиром показана расчетная зависимость $P(t)$ для случая отсутствия возможности перемещения атомов $^{119\text{m}}\text{TeI}$ из подрешетки теллура в подрешетку мышьяка, а сплошной линией – расчетная зависимость для случая перемещения части атомов $^{119\text{m}}\text{TeI}$ из подрешетки теллура в подрешетку мышьяка за счет пост-эффектов радиоактивного распада $^{119\text{m}}\text{Te}$. Квадратами показаны экспериментальные значения P .

ПРИМЕНЕНИЕ РАМАНОВСКОЙ И ПОВЕРХНОСТНО-УСИЛЕННОЙ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ИЗУЧЕНИИ ПЛЁНОК ЛЮМИНОФОРА

Н.М. Сергеева

Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Санкт-Петербург

эл. почта: *Alnserg41@mail.ru*

Цель представленной работы заключалась в исследовании фоновых свойств плёнок люминофора, выращенных на поверхности монокристаллических гетероструктур Si/3C-SiC, методом конфокальной рамановской спектроскопии рассеяния света в средней инфракрасной области 2,5 ... 50 (мкм) спектра.

Были выращены из водного коллоидного раствора, содержащего соединения ацетата цинка, нитрата кадмия, сульфида натрия, плёнки люминофора Cd1-x-y-z(Cu_yAg_z)/ZnS на основе соединений A²B⁶ при нормальных условиях на монокристаллической подложке, в частности на подложке кремния с буферным слоем карбида кремния (Si/3C-SiC). Люминофор на основе сульфидов цинка и кадмия, полученный коллоидным методом перспективный люминесцентный материал в различных диапазонах видимого спектра излучения [1]. Монокристаллический кремний широко применяется в современной опто-микроэлектронике, например, в качестве полупроводниковой подложки для создания на ней плёнок, гетероструктур, выращивания монокристаллических слоёв методом эпитаксии, кристаллизации и т.д. Открытие в 1990 году люминесценции в красной области спектра при нормальных условиях в мезопористом кремнии [2] инициировала исследования в полупроводниковой кремниевой технологии, в частности, плёнок, содержащих на-нокристаллические включения. Ранее, в 1907 г впервые было обнаружено свечение в карбиде кремния. Однако, на пути выращивания устройств на основе кремния и карбида кремния с нужными свойствами встречались высокие производственные затраты, а также условия сопряжения кристаллических решёток нарастающего кристалла и подложки, причём существенно их структурно-геометрическое соответствие. Устранить их смогли в 2008 г. благодаря открытию учёными [3-5] топохимической реакции взаимодействия кремния с монооксидом углерода (CO) при температуре ~ 1250 °C и давлении (20-600) Па. Эта реакция привела к технологическому прорыву в синтезе карбида кремния, открыла путь к созданию полупроводниковых приборов нового поколения. Синтезированные светоизлучающие структуры на основе монокристаллического кремния используются в качестве активных подложек с наращиванием слоёв плёнки (покрытий) другого полупроводникового материала. В результате нанесённых на поверхность кремния слоёв плёнки, система «подложка-покрытие» приобретает новые физико-химические свойства. Одним из методов изучения фонового спектра, в некоторых случаях дисперсии фоновых линий полупроводниковых кристаллов, является рамановская спектроскопия неупругого рассеяния света – эффективный, бесконтактный, неразрушающий метод изучения структурных особенностей кристаллов. Знание фонового спектра полупроводниковых нано-структур значимо при разработке приборов нанoeлектроники, поскольку электрон-фононное взаимодействие определяет процессы рассеяния носителей заряда и, соответственно, рабочие характеристики полупроводниковых приборов.

Рамановские спектры получали на рамановском Фурье-спектрометре Witec Alpha 300R с оптическим CCD детектором при комнатной температуре. Измере-

ния проведены в геометрии обратного рассеяния и в диапазоне длин колебаний фононов 100-3600 см⁻¹ и энергий фотонов ~ 0,01 ... 0,44 эВ. Мощность полупроводникового лазера 1 мВт, длина волны возбуждения $\lambda = 532$ нм в зелёной области электромагнитного спектра. Рамановские спектры исследованных систем «подложка- плёнка» приведены на рисунке.

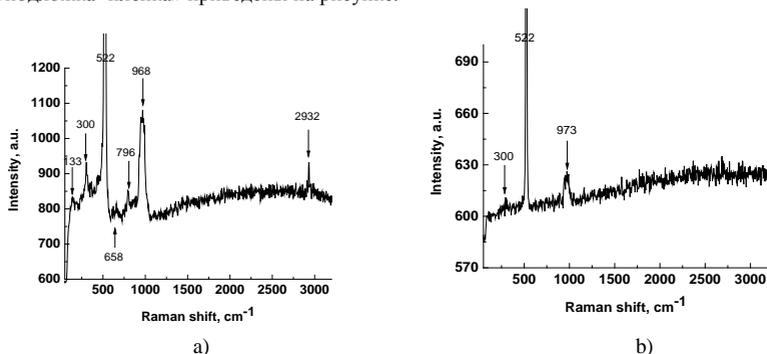


Рисунок. Рамановские спектры участков: а) поликристаллической плёнки люминофора Cd(1-x-y-z)(CuAgz)ZnxS, б) подложки кремния с нано плёнкой карбида кремния.

Обнаружено, что форма и интенсивность линий на рамановских спектрах (рисунок а, б) при частотах 300 и 522 см⁻¹ соответствующих кремнию, меняются – не сдвигаются, как целое, а в присутствие плёнки люминофора инициируется рассеяния света фононами (рисунок а). Предполагаем, что рост интенсивности линий при этих частотах обусловлены сложением колебаний (согласованными колебаниями) фононов структур: плёнки люминофора, кремния. Линия оптических мод при частоте 973 см⁻¹ (рисунок б) существенно меняется, поскольку в ней сложение колебаний фононных ветвей. Линия при 973 см⁻¹ сдвигается в низкоэнергетическую область малых частот на 5 см⁻¹ и расщепляется на две отдельные линии разной интенсивности и формы (рисунок а), что свидетельствует о тонком коллективном взаимодействии подложки и плёнки. Одна линия при частоте 968 см⁻¹ соответствует продольно-оптическим ЛО колебаниям фононов гексагональной структуры 2H-SiC, другая при частоте 796 см⁻¹ - поперечно оптическим ТО колебаниям фононов кубической структуры 3C-SiC [6]. Линия при частоте 2932 см⁻¹ идентифицирована как колебания системы углеродных связей sp², sp³ гибридизации [7].

Литература

- [1] Н.М.Сергеева, С.П. Богданов *Оптический журнал* **84** 7 70 (2017)
- [2] L. Canham *Properties of porous silicon* (London: INSPEC) 424pp. (1997)
- [3] С.А.Кукушкин, А.В. Осипов *ФТТ* **50** 7 1188 (2008)
- [4] S.A. Kukushkin, A.V. Osipov *J. Phys. D.: Appl.Phys.* **47** 313 001 (2014)
- [5] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, Н.А. Феоктистов *ФТТ* **56** 8 1457 (2014)
- [6] И.Г.Аксанов, М.Е.Компан, И.В.Кулькова *ФТТ* **52** 1724 (2010)
- [7] А.Д. Ременюк, Т.К. Звонарева, И.Б.Захарова, В.А.Толмачев, Л.В.Беляков и Т.С. Перова *ФТП* **43** 7 947 (2009)

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ СТРУКТУРОЙ И ФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ ХАЛЬКОГЕНИДНОЙ СТЕКЛООБРАЗНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СИСТЕМЫ As-Ge-Se

А.И. Исаев, С.И. Мехтиева, Х.И. Мамедова, Р.И. Алекберов

Институт Физики им. Г.М. Абдуллаева НАН Азербайджана, Баку

Тел: (+994 12) 538-76-46, факс: (+994 12) 539-59-61, эл. почта: physics.hunay@mail.ru

С целью выявления корреляции между структурой и физическими свойствами халькогенидной стеклообразной полупроводниковой (ХСП) системы **As-Ge-Se** исследован спектр пропускания и спектр комбинационного рассеяния, а также плотность указанной системы отличающимся химическим составом. Использованные образцы синтезированы при температуре ~ 900 °C в кварцевых ампулах откачиваемые до давления 10^{-4} мм.рт.ст. и помещенные во вращающуюся печь. Пленки разной толщиной, получены термическим испарением со скоростью $0,2 \div 0,4$ мкм/сек на стеклянные подложки в вакууме при давлении 10^{-4} мм.рт.ст..

Спектры комбинационного рассеяния света исследовались на трехмерном конфокальном рамановском микроскопе Nanofinder 30 (Tokyo Instr.), Спектры пропускания в спектральном диапазоне 190-1100 в спектрофотометра SPEKOL-1500. Плотность (ρ) измерялась по принципу Архимеда.

В образцах с малым содержанием атомов As и Ge в спектрах комбинационного рассеяния ярко проявляется полосы $198 \div 285$ см⁻¹ с хорошо выраженными максимумами соответствующие колебания кольцевых (Se₈) (252 см⁻¹) и цепных молекул – Se-Se-Se –... (236 см⁻¹). С ростом концентрации атомов As и Ge они постепенно исчезают, но появляются новые полосы охватывающие интервал $170 \div 218$ см⁻¹, а также максимумы при ~ 195 см⁻¹ и 235 см⁻¹ связанные структурными элементами Ge[Se_{1/2}]₄ и AsSe_{3/2}.

Исследованием спектра пропускания света в области где коэффициент поглощения больше 10^3 см⁻¹ и выполняется закон Тауца определено ширина запрещенной зоны. С целью выявления корреляции между локальной структурой и физическими свойствами вычислены значения параметров характеризующие ближний порядок структуры Z (Координационного числа) и R (отношения ковалентной связи атомов халькогена к возможностям ковалентной связи нехалькогенных атомов). Показано, что значения E_g (ширины запрещенной зоны) уменьшается с увеличением Z (уменьшением R). Согласно представлению о происхождение валентной зоны и зоны проводимости выдвинутом в работе [1] изменения в ширине запрещенной зоне происходит в результате изменения энергии связи (E_b), когезионной энергией (энергия, требуемая для разрыва всех связей) (cohesive energy – CE), плотности вещества (ρ) и плотности упаковки (φ) (число атомов в единице объеме). Показано, что с ростом Z и уменьшением R (увеличением концентрации нехалькогенных атомов) CE, E_0 и φ увеличиваются.

Изменения происходящее в спектре комбинационного рассеяния, а также в других физических параметрах (E_g , E_0 , CE, φ , ρ) в зависимости от химического состава объяснены использованием основного принципа метода химической связи (Chemical bond approaches model -CBA) с учетом дефектов типа оборванные связи, а также других факторов способные повлиять на границы разрешенных зон.

В действительности в работах [2-3] показано, что при добавки в селен элементов с большим координационным числом ($Z > 2$, например мышьяк или германия) происходит разрыв кольцевых и цепных молекул, что сопровождается ростом концентрации локальных электронных состояний в запрещенной зоне вли-

зи потолка валентной зоны и на дне зоны проводимости. Таким образом, происходит продление хвоста разрешенных зон и уменьшение ширины запрещенной зоны. Другой причиной уменьшения E_g является наблюдаемый рост плотности упаковки - число атомов в единице объема, что вызывает понижение дна зоны проводимости.

Основываясь на соображениях выдвинутые в работах [4-6] можем заключить, что наблюдаемые изменения в структуре и свойстве ХСП системы As-Ge-Se в зависимости от химического состава связаны с существованием трех состояний. Считается, что при значениях $Z < 2,4$ ($R > 1$) в составах $As_8Ge_6Se_{84}$ и $As_{16,67}Ge_{8,33}Se_{75}$ состояния системы соответствует гибкой фазе (floppy phase), жесткие области изолированы друг от друга и не связаны между собой. С приближением соответствующих значений Z , R , к 2,4; и 1, аморфная матрица постепенно переходит в промежуточное – изостатически жесткое состояние (intermediate phase) ($As_{20}Ge_{10}Se_{70}$). Химический состав ($As_{25}Ge_{12,5}Se_{62,5}$) с параметрами $Z = 2,5$; $R = 1$ согласно теории СВА содержит только гетерополярные связи, т. е. указанные значения Z и R соответствуют химическому порогу перколяции. При значениях $Z > 2,55$; $R < 0,998$ исследованные $As_{18,2}Ge_{18,2}Se_{63,6}$ и $As_{17}Ge_{28}Se_{55}$ составы переходят в напряженно жесткое (stressed rigid phase) состояние. Минимумы наблюдаемые в графиках зависимости плотности упаковки от Z и R (при $Z = 2,55$; $R = 0,998$) объясняются с предположением, что по мере роста сшивание полимерные цепные молекулы постепенно перестраиваются на многослойные структуры с размерностью 2D и для состава $As_{18,2}Ge_{18,2}Se_{63,6}$ межслоевое разделение максимально. Предполагается, что при $Z = 2,55$ происходит структурный $2D \rightarrow 3D$ переход. Дальнейший рост в координационном числе сопровождается структурном преобразованием 3D матрицы.

Литература

- [1] M. Kastner, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 355.
- [2] A.i.Isayev, S.I.Mekhtieva, R.I.Alekperov, et. All. Solid State Commun. V.149, iss.1-2, p.45-49.
- [3] С.И. Мехтиева, Д. Ш. Абдинов «Развитие физики селена», Баку, Элм, 2000.- 232с.
- [4] J.C. Phillips, J.Non-Cryst. Solids 34,153-181 (1979).
- [5] C. Phillips and M. F. Thorpe, " Solid State Commun., 53, 699-702 (1985). [6] M. Micoulaut, J.C. Phillips, Phys. Rev. B 67,104204-9 (2003).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПЛЕНОК ХАЛЬКОГЕНИДНОЙ СТЕКЛООБРАЗНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СИСТЕМЫ Se-As- EuF₃ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА

С.Н.Гарибова^{1,2}, С.И. Мехтиева¹, А.И.Исаев¹, С.У.Атаева¹, Бабаев С.С¹.

¹Институт Физики им. акад. Г.М.Абдуллаева НАН Азербайджана, Az 11-43 Баку

²Университет Хазар, Az 10-96 Баку, Азербайджан

тел: +(99412) 537- 22- 92, факс: (+99412) 537-22-97, эл. почта:sqaribova@rambler.ru

В последнее время спектроскопия комбинационного рассеяния (КРС) света нашла широкое применение в физике и материаловедении – для изучения фононных спектров массивных и наноструктурных материалов. Благодаря появлению дополнительных компонент в спектре обусловленных взаимодействием падающего излучения с молекулами облучаемого вещества, которым свойственны колебания на строго определенных частотах [1], КРС позволяет определять элементный состав, аллотропную модификацию и агрегатное состояние вещества.

В работе исследовано КРС халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) Se₉₅As₅, Se₉₅As₅(EuF₃)_{0.25}, Se₉₅As₅(EuF₃)_{0.5}, Se₉₅As₅(EuF₃)₁. Были сняты Рамановские спектры тонких пленок (кривые 1, 2, 4) и массивного образца (кривая 3) при температуре 300 К (рис.1). Пленочные образцы толщиной 8 мкм получены термическим испарением со скоростью 0.2–0.5 мкм/с в вакууме с последующим осаждением на стеклянную подложку при давлении 10⁻⁴ мм рт. ст. Спектры КРС исследовались на трехмерном конфокальном рамановском микроскопе Nanofinder 30 (Токуо Instr.), длина волны возбуждения составляла 532 нм. Радиус сечения падающего на пленку лазерного луча был ~ 4 мкм. Приемником излучения служила охлаждаемая CCD-камера (-70°С), работающая в режиме счета фотонов, время экспозиции 20 сек при мощности лазерного излучения 4 мВт, погрешность спектрального разрешения 0.5 см⁻¹.

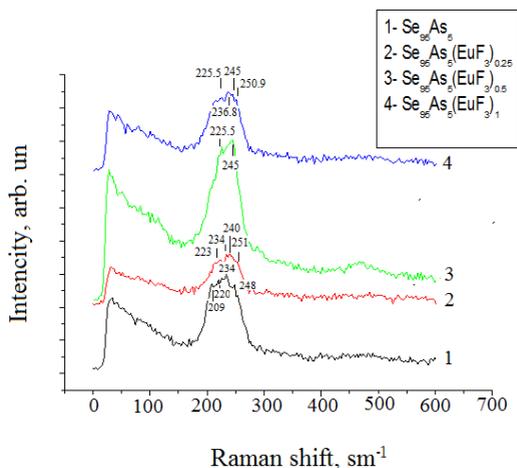


Рис.1. Рамановские спектры ХСП систем Se-As, Se-As-EuF₃

На рис. 1 массивный образец (кривая 3) толщиной 1 мм был выбран в качестве тестового примера, остальные кривые описывают спектры пленочных образцов.

Известно, что наблюдаемый пик с частотой 251 см^{-1} характеризует кольца S_8 [2], а пики 234 и 236 , 239 см^{-1} цепочки в тригональном Se. Максимумы при 248 и 245 см^{-1} соответствуют связям As-Se. Как видно примесь EuF_3 приводит к изменениям интенсивностей и ширины полос исследованных образцов.

Литература

[1] M.S. Iovu, E.I. Kamitsos, C.P.E. Varsamis, P. Boolchand, M. Popescu. *Chalcogenide Lett.*, **2**, 21 (2005)

[2] V. Kovanda, Mir Vicek, H. Jain. *J. Non-Cryst. Sol.*, **326–327**, 88 (2003)

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ SnTe С РАЗЛИЧНЫМИ КОНЦЕНТРАЦИЯМИ ВАКАНСИЙ В ПОДРЕШЕТКЕ ОЛОВА

Г.З. Багиева¹, Г.Д. Абдинова¹, Т.Д. Алиева¹, Н.М. Ахундова², Н.Б. Мустафаев¹,
Д.Ш. Абдинов¹

¹Институт Физики им.Г.М.Абдуллаева НАН Азербайджана, Баку

²Азербайджанский Государственный Экономический Университет, Баку
тел: +(99412) 537 11 04, эл.почта: tunzalaaliyeva@mail.ru

Теллурид олова кристаллизуется со значительным отклонением от стехиометрии, что обуславливает наличие до $\sim 10^{21}\text{см}^{-3}$ электрически активных вакансий в подрешетке олова [1,2]. Поэтому концентрация дырок в кристаллах SnTe будет определяться концентрацией указанных вакансий.

В данной работе, для получения информации о влиянии вакансий в подрешетке олова на электрические свойства теллурида олова, были выращены монокристаллы SnTe с избытком олова относительно стехиометрии до 1 ат.%, исследованы их электропроводность σ и коэффициент термоэдс α в интервале от 77 до 300 К.

Синтез соединения SnTe с избытком олова (до 1,0 ат.%) проводился прямым сплавлением исходных компонентов (олово марки ОСЧ-000 и теллура марки Т-сЧ) в вакуумированных до $\sim 10^{-2}$ Па кварцевых ампулах при температуре ~ 1135 К в течение 6 часов. Монокристаллы SnTe с избытком Sn выращивались методом Бриджмена. Однофазность и монокристалличность выращенных слитков подтверждены рентгеновским методом. Уточненный нами параметр элементарной ячейки SnTe составляет 6,318(1)Å. Исследованные образцы предварительно отжигались в среде спектрально-чистого аргона при температуре ~ 773 К в течение 120 ч.

Электрические параметры измеряли вдоль длины образца (слитка) зондовым методом.

Температурные зависимости электропроводности σ и коэффициента термоэдс α образцов представлены на рисунке. Видно, что все образцы имеют p-тип проводимости и зависимости σ от температуры для образцов, синтезированных из стехиометрической шихты, и образцов, содержащих избыточное олово, обладают металлическим характером.

С ростом концентрации сверхстехиометрического олова в образце до 0,05 ат.% σ образца при данной температуре падает. Дальнейший рост концентрации избыточного олова в образцах сопровождается ростом значения σ при данной температуре.

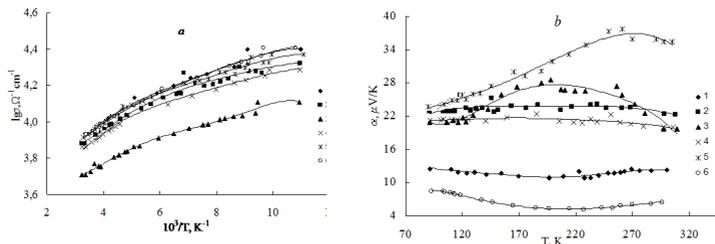


Рис. Температурные зависимости: *a* – электропроводности, *b* – коэффициента термоэдс. Концентрация избыточного олова, ат.‰: 1-0; 2-0,01; 3-0,05; 4-0,1; 5-0,5; 6- 1,0.

Для стехиометрического образца и образцов с 0,01 ат.% и 1,0 ат.% избыточно-олова, кривая $\alpha(T)$ имеет минимум при ~ 180 – 90 и начиная с этой температу-

ры зависимость $\sigma(T)$ усиливается. Значения α образцов при 77 и 300 и температура, соответствующая минимуму на кривой, хорошо согласуются с данными работ [3].

Принимается, что часть атомов избыточного олова, введенных в SnTe, располагаясь в вакансиях подрешетки олова, приводят к уменьшению концентрации дырок и соответственно σ образца. В этой области (до 0,05 ат.%) с ростом концентрации избыточного Sn, т.е. с уменьшением концентрации вакансий в подрешетке олова значения α образца при 77 и 300 К, как в обычных полупроводниках, растет. Согласно [3] это соответствует области концентраций дырок в образце $1 \cdot 10^{20} \div 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. При концентрации избыточного олова, равной 0,05 ат.%, завершается заполнение вакансий в подрешетке олова. Атомы избыточного олова с концентрацией больше 0,05 ат.% сами, создавая новые носители тока, приводят к росту σ образца. В этой области концентраций избыточного олова, концентрация носителей тока в образце больше $\sim 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и поэтому, согласно [3], с ростом концентрации избыточного олова α образца при 77 и 300 К растет. При концентрации избыточного Sn в образце выше 0,5 ат.%, концентрация носителей тока становится более $\sim 8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и поэтому α образца уменьшается, как в обычных полупроводниках. Таким образом, зависимости σ и α образцов монокристаллов SnTe от концентрации избыточного олова удовлетворительно объясняются привлечением данных о присутствии вакансий с концентрацией $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ в подрешетке Sn, а также результатами работы [3] по зависимости α образцов от концентрации носителей тока.

Согласно [3] валентные зоны теллурида олова при ~ 100 К разделены энергетическим зазором равным 0,03 эВ. Легкие дырки имеют эффективную массу 0,4 m_0 , подвижность $\sim 3500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а тяжелые дырки – эффективную массу 3 m_0 , и подвижность $\sim 50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Как и в других теллуридах четвертой группы [4,5] с ростом температуры ширина запрещенной зоны уменьшается. При этом зазор между двумя максимумами валентных зон уменьшается с температурой с той же скоростью.

До температуры соответствующей минимуму на зависимости $\alpha(T)$ главную роль в проводимости и α играют легкие дырки. С дальнейшим ростом температуры вклад тяжелых дырок в проводимость и в коэффициент термоэдс растет. Начиная с температуры соответствующей минимуму на кривой $\alpha(T)$, вклад тяжелых дырок в σ и α постепенно становится решающим, в результате чего α с температурой растет, а зависимость σ образцов от температуры усиливается.

Таким образом показано, что зависимости σ и α образцов от концентрации избыточного олова хорошо объясняются при учете данных наличием в кристаллах SnTe структурных вакансий в подрешетке олова, заполнением этих вакансий, введенными до 0,05 ат.% атомами избыточного Sn, приводящие к уменьшению σ и росту α . Зависимости σ и α образцов SnTe с избытком олова от температуры удовлетворительно объясняются двухзонной моделью.

Литература

- [1] Н.Х. Абрикосов, В.Ф. Байкина, Л.В. Порецкая, Е.В. Скуднова, Л.Е. Шелимова. *Полупроводниковые соединения, их получения и свойства, М., Наука*, 196 (1967)
- [2] M.R. Lorenz, D.M. Jepsen., *J. Phys. Chem. Solids.*, **26** 1177 (1965)
- [3] В.И. Кайданов, И.А. Черник, Б.А. Ефимова. *ФТП*, **1** 869 (1967)
- [4] С.А. Немов, Ю.И. Равич. *УФН*, **168** 817 (1998)
- [5] Г.З. Багиева, Г.Д. Абдинова, Н.Б. Мустафаев, Д.Ш. Абдинов. *ФТП*, **47** 289 (2013)

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПЛЁНОК Se

Е.В. Александрович, Г.М. Михеев

Институт механики, Удмуртский федеральный исследовательский центр, Уральское отделение РАН, Ижевск

тел.: (3412)203-466, факс: (3412)507-959, e-mail: evalex@udman.ru

Известно, что под действием света, а также лазерного и электронного облучения, Se изменяет свои электрические, фотоэлектрические и оптические свойства, что делает его привлекательным объектом для исследователей. Однако аморфные (стеклообразные) плёнки Se являются весьма нестабильными из-за наличия в них большого количества дефектов, ускоряющих их полную кристаллизацию при нагревании или освещении [1].

Целью данной работы являлось исследование оптических свойств стеклообразных плёнок Se, полученных методом вакуумно-термического напыления на кварцевых прозрачных подложках, до и после их модифицирования маломощным лазерным излучением с энергией возбуждения лазера близкой к энергии оптической щели плёнок.

Все тонкоплёночные образцы, имеющие одинаковую толщину $\sim 1 \mu\text{m}$, до и после своего облучения прошли исследования на спектрометре Horiba LabRam HR800 (He-Ne лазер с $\lambda = 632.8 \text{ nm}$) с плотностью мощности излучения $P_S = 5 \text{ W/cm}^2$ при комнатной температуре. Для лазерной модификации плёнки использовалось излучение того же лазера с более высокими значениями P_S [2]. Фазовый состав тонкоплёночных образцов был определен по данным рентгенофазового анализа на дифрактометре D2 Phaser (Bruker) (излучение – CuK α , $\lambda = 0.1548 \text{ nm}$). Оптические спектры отражения и пропускания были получены на спектрофотометре СФ-56 в диапазоне $\lambda = 500\text{--}1100 \text{ nm}$. Оптические свойства плёнок (показатель преломления $n(\lambda)$, коэффициент поглощения $\alpha(\lambda)$, коэффициент экстинкции $k(\lambda)$ и др.) и толщина d были определены из спектров пропускания с интерференционными эффектами, используя метод двух огибающих [3–4].

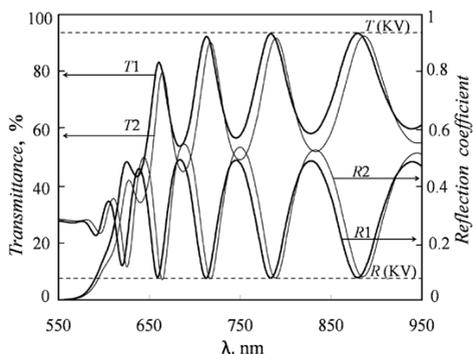


Рис. 1. Спектры пропускания и отражения свеженанесённой плёнки Se (T1, R1) и спустя 180 дней после ее лазерного облучения с $P_S = 50 \text{ W/cm}^2$ (T2, R2). T (KV), R (KV) – спектры пропускания и отражения кварцевой подложки.

Ранее в [2] нами было показано, что маломощное лазерное облучение плёнок Se на длине волны 632.8 nm с $P_S = 50 \text{ W/cm}^2$ приводит к зарождению и росту нанокристаллитов моноклинного и ромбоздрического Se в их аморфной матрице при комнатной температуре. При этом образование устойчивой фазы тригонального Se не наблюдается. В настоящей работе установлено, что появление нано-

кристаллитов метастабильных фаз Se со средними размерами $\sim 20\text{--}30\text{ nm}$ сопровождается уменьшением оптической щели E_g с 2.05 до 2.02 eV, увеличением коэффициентов отражения (Рис. 1, кривая R2) и преломления плёнок, а также незначительным изменением других оптических констант. Установившиеся через 180 дней новые оптические и структурные свойства плёнок являются стабильными во времени при комнатной температуре, а плёнки остаются аморфно-кристаллическими. В качестве примера приведена зависимость показателя преломления $n(\lambda)$ (рис. 2, кривая $n2'$).

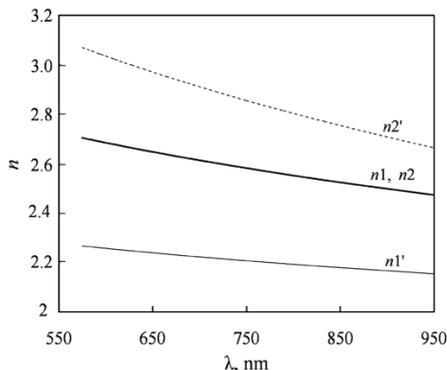


Рис. 2. Дисперсные зависимости показателей преломления свеженанесённых плёнок Se одинаковой толщины ($n1(\lambda)$, $n2(\lambda)$) и этих же плёнок после их лазерного облучения с $P_S = 50$ ($n2'(\lambda)$) и 510 W/cm^2 ($n1'(\lambda)$) спустя 180 и 85 дней соответственно.

После лазерного облучения с $P_S = 510\text{ W/cm}^2$ пропускание плёнок существенно уменьшается. Через 85 дней после облучения T уменьшается на 40 %, R – на 30%, а значения показателя преломления во всём диапазоне длин волн становятся ниже (рис. 2, кривая $n1'$). E_g в этом случае изменяется от 2.05 до 1.8 eV, что свидетельствует о появлении в плёнках кристаллитов тригонального Se. Сразу после облучения на дифрактограммах плёнок появляются дифракционные пики, относящиеся к кристаллическому Se с гексагональной решёткой ($a = 4.366$ и $c = 4.95\text{ \AA}$) (PDF 00-006-0362), интенсивность которых с течением времени увеличивается, и плёнка становится полностью кристаллической.

Таким образом, проведённые исследования оптических свойств плёнок Se показали, что их маломощное облучение ($P_S = 50\text{ W/cm}^2$) с энергией возбуждения He-Ne лазера близкой к энергии их оптической щели способствует релаксации аморфной структуры плёнок в более устойчивое её состояние путем создания в плёнках наноразмерных кристаллических областей, разделённых аморфной прослойкой. Облучение с $P_S = 510\text{ W/cm}^2$ приводит к полной кристаллизации стеклообразных плёнок Se и существенному изменению их оптических свойств.

Литература

- [1] V.S. Minaev, S.P. Timoshenkov, V.V. Kalugin *J. of Optoelectron. and Adv. Mater.* **7** 1717 (2005)
- [2] Е.В. Александрович, Е.В. Степанова, К.Г. Михеев, Г.М. Михеев *Письма в ЖТФ* **44** 86 (2018)
- [3] R. Swanepoel *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **16** 1214 (1983)
- [4] В.В. Брус, З.Д. Ковалюк, П.Д. Марьянчук *ЖТФ* **82** 110 (2012)

ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ СИСТЕМЫ $Cd_{1-x}Zn_xAs_2$ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

А.В. Тебеньков, Г.В. Тихомирова

Уральский федеральный университет, Екатеринбург

тел: (343)261-74-41, факс: (343)350-74-01, эл. почта: av.tebenkov@urfu.ru

Проанализировано влияние давлений до 50 ГПа на электросопротивление полупроводников системы диарсенида кадмия $Cd_{1-x}Zn_xAs_2$ ($x = 0, 0.03, 0.05$).

Система $CdAs_2 - ZnAs_2$ представляет собой твердый раствор с ограниченной растворимостью до 10% молярных. В качестве объектов исследования были выбраны два оптимальных состава $Cd_{0.97}Zn_{0.03}As_2$ и $Cd_{0.95}Zn_{0.05}As_2$. Твердые растворы на базе диарсенида кадмия кристаллизуются в тетрагональной сингонии с параметрами, схожими с чистым $CdAs_2$. С увеличением количества атомов цинка параметры кристаллической решетки уменьшаются по сравнению с исходным диарсенидом кадмия [1].

Ранее уже проводились исследования электрических свойств указанной системы при высоких давлениях [2,3], но максимальное давление составляло 9 ГПа. Авторы работы отметили, что цинк, вероятно, занимает вакантные места в положениях мышьяка, в свою очередь, это приводит к некоторому упрочнению структуры и смещению барических особенностей в сторону меньших давлений. Кроме того, с ростом давления увеличивается количество носителей заряда и их подвижность.

Квазигидростатическое давление от 15 до 50 ГПа создавалось в камере с проводящими алмазными наковальнями по типу Верещагина – Яковлева путем одноосного нагружения [4]. Средой, передающей давление, выступал сам образец. Электрическими контактами к образцу служили наковальни. Такая схема эксперимента позволяет проводить несколько циклов увеличения и уменьшения давления на одном и том же образце, а также обеспечивать длительную выдержку. Эксперименты проводились на поликристаллических образцах при комнатной температуре.

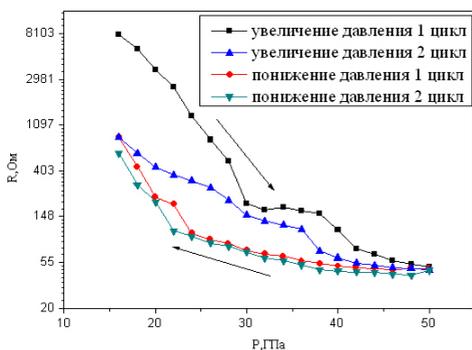


Рис. 1. Барическая зависимость электросопротивления $CdAs_2$ два полных цикла увеличения и снижения давления.

На рисунке 1 представлена барическая зависимость электросопротивления $CdAs_2$ при двух полных циклах увеличения и понижения давления. На данной зависимости можно выделить диапазон от 28 до 42 ГПа, в котором при первом нагружении изменяется наклон кривой сопротивления. При повторном нагружении данная особенность сохраняется, но наблюдается уже в более широком интервале давлений от 20 до 38

ГПа и смещена в более низкий диапазон. Подобное поведение указывает на возможные структурные изменения. Сохранение качественной зависимости R(P) при повторных циклах нагружения свидетельствует об обратимости происходящих изменений. Различие в значениях сопротивления между первым и вторым увеличением давления связано с некоторым изменением толщины образца, а также с формированием некоторой дефектной структуры при частичной экструзии образца во время первого нагружения.

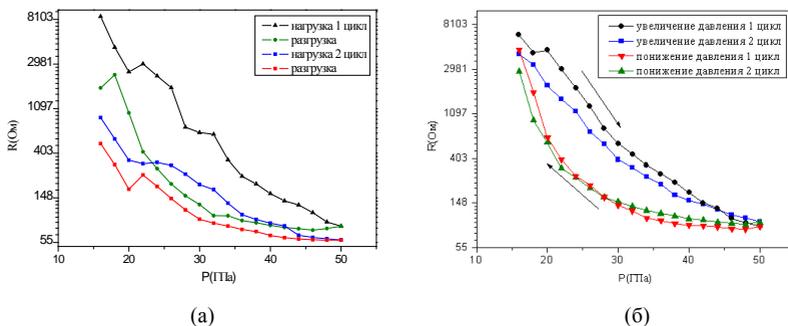


Рис. 2. Барическая зависимость электросопротивления $\text{Cd}_{0.97}\text{Zn}_{0.03}\text{As}_2$ (а) и $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{As}_2$ (б), два полных цикла увеличения и снижения давления.

На рисунке 2 представлены барические зависимости электросопротивления твердых растворов $\text{Cd}_{0.97}\text{Zn}_{0.03}\text{As}_2$ (а) и $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{As}_2$ (б). Для соединения $\text{Cd}_{0.97}\text{Zn}_{0.03}\text{As}_2$ (рис. 2 а) вновь наблюдаются особенности в изменении электросопротивления, похожие на те, что были отмечены выше для чистого диарсенида кадмия, но смещены они в область более низких давлений, примерно на 10 ГПа, и наблюдаются уже от 20 до 35 ГПа. Стоит отметить, что при повторном нагружении нет смещения аномальной области в сторону низких давлений, что говорит о большей стабильности структуры в сравнении с диарсенидом кадмия. Для раствора $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{As}_2$ (рис. 2 б) уже не отмечается столь ярко выраженной аномалии в изменении электросопротивления. Небольшое изменение в наклоне кривой наблюдается в области 18-20 ГПа, что еще ниже, чем у образцов с более низким содержанием цинка. Данный образец демонстрирует наименьший гистерезис между кривыми первичного и вторичного увеличения давлений, что, вероятно, связано с большей стабильностью структуры $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{As}_2$, что отмечалось в работе [2].

Увеличение содержания цинка в системе $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{As}_2$ ($x = 0, 0.03, 0.05$) приводит к смещению наблюдаемых особенностей в барической зависимости электросопротивления в область низких давлений и сокращает гистерезис между повторными циклами увеличения давления. Все наблюдаемые изменения носят обратимый характер при снятии давления.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 16-02-01137).

Литература

- [1] A.Y. Mollaev, I. K. Kamilov et. all, Russ. J. Inorg. Chem. **1**, 54 (2009)
- [2] A.Y. Mollaev, R. K. Arslanov et. all, Inorganic Materials **8**, 39 (2003)
- [3] S.F. Marenkin, V.A. Morozova et. all, Inorganic Materials **9**, 46 (2010)
- [4] Л.Ф. Верещагин, Е.Н. Яковлев и др., Письма в ЖЭТФ **16**, 240 (1972)

СТРУКТУРА, СВОЙСТВА И ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ БОРОСИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ

Е.В. Мальчукова, И.Н. Трапезникова, Е.И. Тербуков

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

тел: (812) 292-7173, факс: (812) 297-1017, эл. почта: e.malchukova@mail.ioffe.ru

Стекла, легированные редкоземельными (РЗ) элементами играют ключевую роль во многих областях современной жизни. Эти материалы хорошо известны как флуоресцентные вещества из-за высокой эффективности люминесценции, а потому они рассматриваются как перспективные матрицы для устройств квантовой электроники. Синтез РЗ-легированных материалов для применения в технологиях освещения был предметом интенсивных исследований в последние десятилетия. Эти исследования стимулируются необходимостью повышения эффективности излучающих твердотельных устройств, например, светоизлучающих диодов (W-LED). Некоторые из РЗ ионов являются поливалентными (например, $\text{Sm}^{3+}/\text{Sm}^{2+}$, $\text{Eu}^{3+}/\text{Eu}^{2+}$, $\text{Ce}^{4+}/\text{Ce}^{3+}$) и могут быть представлены в матрице в двух зарядовых состояниях в зависимости от условий технологии плавления стекла. Так, например, стекла, легированные ионами $\text{Sm}^{2+}(\text{Eu}^{2+})$, являются довольно привлекательными матрицами в качестве оптических материалов для хранения данных в устройствах с высокой плотностью памяти, а свойства стекол, легированных ионами Ce^{3+} широко используются в светодиодных технологиях. Кроме того, введение в боросиликатное стекло ионов церия (Ce) и присутствие в матрице двух его зарядовых состояний (Ce^{3+} и Ce^{4+}) в определенном соотношении обеспечивает не только радиационно-оптическую устойчивость защитных покрытий солнечных батарей космических летательных аппаратов, элемента, но и отсекает вредное УФ-излучение. Таким образом, получение этих стеклянных материалов является важной научной проблемой, решение которой открывает широкие перспективы для их практического использования.

Изменение валентности РЗ ионов в стеклах достигается либо традиционным методом синтеза в восстановительной атмосфере, либо воздействием излучения высокой энергии (рентгеновский, fs-лазер, γ или β). Имеются данные о том, что валентное превращение может происходить при синтезе стекла на воздухе. Следует отметить, что конверсия обычно сопровождается образованием дефектов в стекле, которые включают в себя электронные и дырочные центры. Поскольку некоторые дефектные центры являются парамагнитными, для исследования их природы можно использовать методы электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [1].

Наши недавние исследования, проведенные для анализа влияния внешнего ионизирующего излучения на микроструктуру многокомпонентного алюмоборосиликатного стекла (АБС), легированного РЗ элементами, показали, что эта стеклянная матрица является радиационно-стойким материалом: увеличение концентрации легирующих РЗ примесей ограничивает как микроструктурные модификации, так и процесс образования радиационных дефектов [2-4]. Эволюция наблюдается с более высокой эффективностью для поливалентных РЗ ионов (Sm, Eu и Ce). В то же время было показано, что АБС стекла менее подвержены воздействию радиационной окраски путем введения ионов Gd и Nd по сравнению с ионами переменной валентности.

Таким образом, знание зарядового состояния РЗ элемента в стеклянной матрице является важным вопросом как с фундаментальной, так и с технологической

точки зрения, а исследование условий для конверсии зарядового состояния РЗ иона в АБС стекле, а также ее последствий для структурных модификаций представляют большой интерес. С этой целью в работе было проведено исследование структурных и оптических свойств стекла, легированного РЗ ионами, в зависимости от их природы и концентрации, а также влияния высокой дозы β -облучения (10^9 Гр). С помощью анализа спектров пропускания РЗ легированных АБС стекол была проведена оценка значения ширины оптической зоны запрещенных энергий. Исследование спектров комбинационного рассеяния данных образцов позволило установить общую взаимосвязь между окислительно-восстановительным состоянием РЗ ионов, оптическими свойствами и микроструктурой стекла.

Литература

- [1] В.Boizot, G.Petite, D.Ghaleb, G.Calas *Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.B.* **141** 580 (1998)
- [2] E.Malchukova, B.Boizot, G.Petite, D.Ghaleb *J.Non-Cryst.Sol.* **353** 2397 (2007)
- [3] E.Malchukova, B. Boizot, D. Ghaleb, G. Petite *J.Non-Cryst.Sol.* **352** 297 (2006)
- [4] E.Malchukova, B. Boizot *Mater. Res. Bull.* **45** 1299 (2010)

АП-КОНВЕРСИОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ БОРОСИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Gd^{3+}

Е.В. Мальчукова, И.Н. Трапезникова, Е.И. Теруков

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

тел.: (812) 292-7173, факс: (812) 297-1017, эл. почта: e.malchukova@mail.ioffe.ru

Оптические свойства люминесцентных материалов, созданных на основе примесных редкоземельных ионов (РЗ), широко используются и для получения излучения с повышением частоты (англ. – *upconversion* (UC)), используемого в коротковолновых лазерах, и для каскадной эмиссии фотонов (КЭФ) (англ. – *downconversion* or *quantum cutting*), позволяющей достигать квантового выхода люминофора свыше 100% [1].

Эффективности UC и КЭФ определяется интенсивностью излучения РЗ иона и может быть повышена путем передачи ему энергии от РЗ иона другого типа, то есть путем легирования матрицы двумя типами РЗ ионов с различной структурой энергетических состояний и наличием активного переноса энергии (ЕТ) между ними. Например, РЗ ионы Tb^{3+} и Yb^{3+} широко изучались как активаторы кристаллических люминофоров, конвертирующие инфракрасное (ИК) или видимое излучение в ультрафиолетовое (УФ) [2, 3, 4]. А кристаллы $LiGdF_4$ с добавлением Tb^{3+} и Er^{3+} рассматривалась в качестве двухфотонных излучателей, преобразующих один УФ фотон в два или более видимых [5].

Важную альтернативу кристаллам, как матрицам для РЗ легирования, представляют собой, стекла, преимуществами которых является низкая стоимость синтеза, возможность внедрения большого количества РЗ ионов, а также многообразие различных вариантов окружения РЗ ионов и существование различных механизмов взаимодействия этих ионов как между собой, так и с самой матрицей или ее дефектами. Большой энергетический зазор (32000 см^{-1}) между основным $^8S_{7/2}$ и первым возбужденными $^6P_{7/2}$ состояниями иона Gd^{3+} [6-8] позволяет, например, рассматривать этот РЗ ион в качестве предполагаемого посредника («сенситизатора») между матрицей и другими РЗ ионами (если они также в ней присутствуют).

В настоящей работе проведено исследование возбуждения и люминесценции в алюмоборосиликатном стекле, монолегированном ионами Gd^{3+} . Приводятся результаты двух-фотонного поглощения, приводящего к УФ люминесценции с повышением частоты в $SiO_2-Al_2O_3-B_2O_3-Na_2O_3-Zr_2O:Gd^{3+}$ стекле. При этом показано, что возбуждение монохроматическим светом из области УФ полосы поглощения иона Gd^{3+} (204 нм), не приводит к Gd^{3+} каскадной эмиссии фотонов. Обсуждаются механизмы концентрационного тушения и переноса энергии (ЕТ) между ионами Gd^{3+} и оптически активными дефектами алюмоборосиликатного стекла.

Литература

- [1] А.С. Потапов, П.А. Родный, С.Б. Михрин, И.Р. Магунов *ФТТ* **47** 1386 (2005)
- [2] F.Auzel *Chem. Rev.* **104** 139 (2004)
- [3] F.W. Ostermayer, L.G. Van Uitert. *Phys. Rev. B* **1** 4208 (1970)
- [4] M.A. Noginov, P. Venkateswarlu, M. Mahad *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 735 (1996)
- [5] R.T.Wegh, E.V.D. van Loef, A.Meijerink. *J. Lumin.* **90** 111 (2000)
- [6] G.H. Dieke *Spectra and Energy Levels of Rare Earth Ions in Crystals* (Interscience, 1968)
- [7] W.T. Carnall, G.L. Goodman, K.Rajnak, R.S. Rana *Argonne National Laboratory Tech. Rep. ANL-88-8* (Argonne National Laboratory, 1988)
- [8] H.Kondo, T.Hirai, S.Hashimoto *J. Lumin.* **102** 727 (2003)

СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКОЛ GaLaS(O), АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er³⁺

М.М.Воронов¹, А.В.Жерздев¹, С.Сраиг², D.H.Hewak², S.Kasap³, С.Кoughia³,
А.Б.Певцов¹, А.П.Скворцов¹

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

²Optoelectronics Research Centre, University of Southampton, Southampton,
UK

³Department of Electrical and Computer Engineering, University of Saskatchewan,
Saskatoon, Canada

тел: (812) 292-79-58, факс: (812) 297-1017, эл. почта: Pevtsov@gvg.ioffe.ru

Интерес к изучению халькогенидных стекол на основе GaLaS, активированных редкоземельными ионами, возник сравнительно недавно и связан с возможными практическими применением таких материалов в лазерных системах, в цветных дисплеях, для оптической записи информации, в сенсорах, устройствах волоконно-оптической связи и для преобразования инфракрасной части солнечного света в видимое излучение (см., например, [1]) Настоящая работа посвящена исследованию спектров оптического поглощения и фотолюминесценции примесных ионов Er³⁺ в GaLaS матрице [2], обогащенной кислородом, при 293 К и 77 К.

Образцы для исследования были изготовлены из исходных материалов, смешанных в пропорциях 72,5 % Ga₂S₃, 27 % La₂O₃ и легированных дополнительно 0,5% Er₂S₃. Синтез осуществлялся в стеклообразных углеродных тиглях в течение 24 часов с последующим отжигом при 500 °С (со скоростью 1⁰ в минуту при нагревании и охлаждении). Изготовленные образцы имели цилиндрическую форму (длина 10 мм. диаметр 4 мм) с полированными торцами.

Спектры пропускания и фотолюминесценции в области 400-1700 nm измерялись с помощью монохроматора МДР-23, снабженного фотоумножителем и InGaAs фотодиодом с использованием селективного усилителя и синхронного детектора (SR830 DSP). Для возбуждения фотолюминесценции использовались лазерные диоды, твердотельные лазеры с диодной накачкой и аргоновый лазер, излучающие на следующих длинах волн: 405, 455, 488, 532, 660, 808 и 980 nm.

Спектры поглощения при комнатной температуре состояли из бесструктурных полос с максимумами в районе 527, 548, 660, 805, 985 и 1535 nm. Такие полосы характерны для внутриконтинуальных электронных f-f переходов в ионах Er³⁺ из основного ⁴I_{15/2} состояния на уровни возбужденных мультиплетов ²H_{11/2}, ⁴S_{3/2}, ⁴F_{9/2}, ⁴I_{9/2}, ⁴I_{11/2} и ⁴I_{13/2}. Понижение температуры до 77 К не привело к заметным изменениям спектральных позиций и относительных интенсивностей полос поглощения.

Установлено, что интенсивность и форма полос фотолюминесценции существенным образом зависят от энергии возбуждения. Так при возбуждении с длиной волны 488 и 455 nm, которые по энергии близки или превышает ширину запрещенной зоны GaLaS(O) матрицы, наблюдается обычная (стоксова) люминесценция с максимумами в районе 527, 550, 663, 805, 857*, 987 и 1535 nm. Эти пики соответствуют электронным f-f переходам с ²H_{11/2}, ⁴S_{3/2}, ⁴F_{9/2}, ⁴I_{9/2}, ⁴I_{11/2} и ⁴I_{13/2} возбужденных мультиплетов на мультиплет основного состояния ⁴I_{15/2} (*излучение 875 nm связано с переходом ⁴S_{3/2}-⁴I_{13/2}).

Вместе с тем, при возбуждении с длинами волн 660, 808, 980 nm наряду со стоксовой люминесценцией обнаружены дополнительные (антистоксовы) полосы излучения при 527 и 550 nm, связанные с ²H_{11/2} → ⁴I_{15/2} и ⁴S_{3/2} → ⁴I_{15/2} переходами,

соответственно. Кроме того, возбуждение 808 и 980 нм приводит к появлению довольно интенсивной полосы свечения около 660 нм, соответствующей переходу ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. На рис. 1 в качестве примера приведены спектр пропускания и полосы люминесценции при возбуждении линией полупроводникового диода (808 нм).

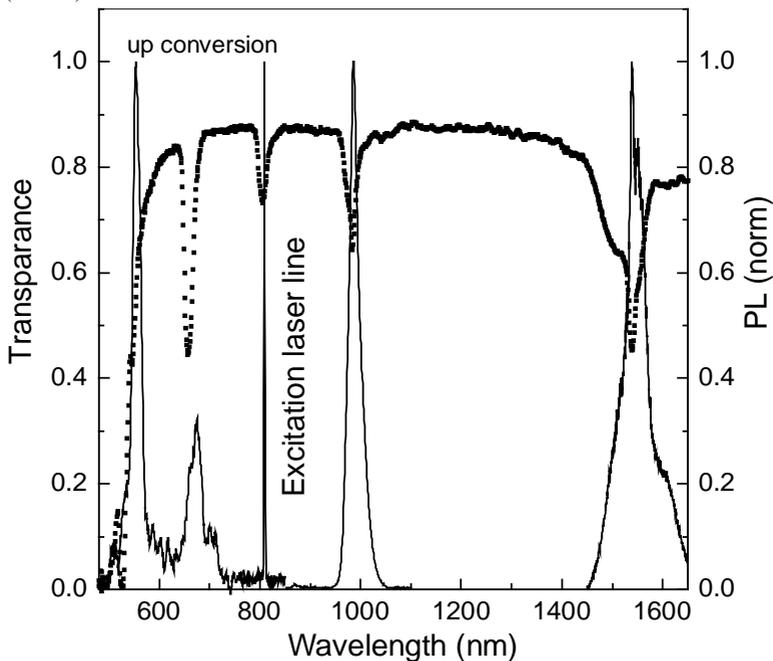


Рис. 1. Спектры пропускания (точки) и люминесценции (сплошные линии) стеклообразного полупроводника $\text{Ga}_{29}\text{La}_{10.8}\text{S}_{49.5}\text{O}_{16.5}\text{Er}_{0.2}$ при возбуждении лазерным диодом (\square 808 нм).

Обнаруженные коротковолновые линии люминесценции при длинноволновом возбуждении (up-conversion) связаны с процессами многофотонного переноса энергии и фоновой релаксации в исследуемой системе. Интерпретация экспериментальных данных проведена в рамках модели, основанной на решении системы «скоростных» уравнений, описывающих кинетику излучательных и безызлучательных переходов между семью нижайшими мультиплетами иона Er^{3+} .

Литература

- [1] P. L. Kharel, F. P. Zamborini, and B. W. Alphenaar, *J. Electroch. Soc.*, 165 (2018) H52-H56.
- [2] C.C. Ye, D.W. Hewak, M. Hempstead, B.N. Samson, and D.N. Payne, *J. Non. Cryst. Solids*. 208 (1996) 56–63.

ИНЖЕКЦИОННО-РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СЛУЧАЙНЫМИ МАКРОСКОПИЧЕСКИМИ ДЕФЕКТАМИ

А.Ш. Абдинов¹, Р.Ф. Бабаева²

¹Бакинский Государственный Университет, Баку

²Азербайджанский Государственный Экономический Университет, Баку

тел: (+999412)5397373, факс:(+99412)5983776, эл. почта: aabdinov@bsu.edu.az, babaeva-rena@yandex.ru

Инжекционно-рекомбинационные явления в полупроводниках помимо своих фундаментальных и прикладных возможностей, являются также одним из мощных экспериментальных инструментов для изучения структурных особенностей различных материалов, механизма процессов генерации, переноса, рекомбинации и взаимодействия свободных носителей заряда с различными дефектами (точечными, макроскопическими, специально введенными, случайными и т.п.) в них. К настоящему времени физические особенности и механизмы, а также возможности практического применения этих явлений, к которым также относятся токи монополярной и двойной инъекции, электролюминесценция, эффект переключения, в квазиупорядоченных кристаллических полупроводниках, более или менее выявлены и нашли свое объяснение на основе теоретических представлений об идеальной кристаллической решетке. Однако на практике не редко эта модель оказывается чисто идеализированной и не объясняет обнаруженные в реальных кристаллических веществах экспериментальные результаты. Эта проблема более остро проявляет себя тогда, когда в зависимости от различных причин в исследуемых образцах помимо точечных возникают также хаотические крупномасштабные случайные дефекты, т.е. имеет место заметная степень пространственной неоднородности или же локальные неупорядоченные участки в целом упорядоченном (интегрально однородном) кристаллическом веществе.

Однако в отличие от некристаллических твердых тел (например, аморфных, стеклообразных, органических, полимерных и т.д.), в таких частично отклоненных от идеальности кристаллических веществах неупорядоченность носит не матричный характер. Она, как правило, проявляет себя как крупномасштабные случайные макроскопические дефекты, в виде отдельных включений в основную упорядоченную матрицу. С точки зрения фазовой структуры эти кристаллические полупроводники как бы напоминают нанокомпозиты, состоящие из низкоомной матрицы с хаотическими высокоомными макроскопическими включениями (добавками или наполнителями). Однако в отличие от широко распространенных нанокомпозитов с полимерной или полупроводниковой матрицей, в таких кристаллических полупроводниках химический состав и кристаллическая структура матрицы и включений не отличаются. Неодинаковыми являются лишь величины их темнового удельного электрического сопротивления, т.е. величина удельного электрического сопротивления включений оказывается значительно больше, чем величина удельного сопротивления матрицы. Естественно, что изучение электронных, в частности инжекционно-рекомбинационных явлений в таких полупроводниках, помимо выявления физических особенностей и возможностей практического применения исследуемого материала, могут быть значительно полезными и для развития физики некристаллических, аморфных полупроводников, а также различного типа нанокомпозитов. В таких кристаллических полупроводниках со случайными макроскопическими дефектами при определенных внешних условиях поведение электронных явлений может быть аналогично тем, которые больше характерны для некристаллических полупроводников. Одним из таких материалов

являются монокристаллы полупроводниковых халькогенидов со слоистой кристаллической структурой. Изучение электрофизических свойств и фотопроводимости показывают, что эти полупроводники в области низких температур и слабых освещенностей ведут себя как частично-неупорядоченные кристаллические вещества, состоящие в целом из низкоомной матрицы с хаотическими макроскопическими высокоомными включениями (случайными макроскопическими дефектами). Систематическое, всестороннее и комплексное экспериментальное исследование особенностей инжекционно-рекомбинационных явлений в них, помимо выявления новых физических свойств и возможностей практического применения, могут значительным образом помочь и выяснению механизма ряда электронных явлений в других кристаллических полупроводниках со случайными макроскопическими дефектами, а также в некоторых некристаллических и аморфных полупроводниковых веществах и наноккомпозитах. Кроме того, показана возможность целенаправленного управления ролью случайных макроскопических дефектов в слоистых халькогенидных полупроводниках различными способами (изменением температуры, химической природы и концентрации введенной примеси, интенсивности и спектрального состава воздействующего на исследуемый кристалл света, приложенного к образцу внешнего электрического поля и пр.).

Исходя из этого, нами экспериментально исследованы инжекционно-генерационные явления: монополярная инжекция в режиме токов, ограниченных объемным зарядом, эффект переключения, фототриггерный эффект, электролюминесценция в чистых (специально нелегированных) и слаболегированных редкоземельными элементами (эрбием и гольмием) моноселенидах соединений $A^{III}B^{VI}$ со слоистой кристаллической структурой при различных внешних условиях.

Установлено, что в этих полупроводниковых материалах в области низких температур зависимость исследуемых явлений от температуры, интенсивности и спектрального состава света, легирования, а также от электрического поля с точки зрения физики однородных кристаллических полупроводников имеет аномальный характер.

На основе сравнительного анализа полученных экспериментальных результатов показано, что для объяснения особенностей инжекционно-рекомбинационных явлений как в чистых (специально не легированных), так и в слаболегированных редкоземельными элементами моноселенидах соединений $A^{III}B^{VI}$ со слоистой кристаллической структурой при различных внешних условиях необходимо учитывать наличие случайных макроскопических дефектов.

Предложена энергетическая модель, которая качественно удовлетворительно объясняет все обнаруженные в эксперименте особенности комплекса инжекционно-рекомбинационных явлений в исследуемых слоистых халькогенидных полупроводниках. Предполагается, что предложенная модель может удовлетворительно применяться и для объяснения экспериментальных результатов, полученных при исследовании инжекционно-рекомбинационных явлений в некоторых халькогенидных стеклообразных полупроводниках и наноккомпозитах с полимерными матрицами и полупроводниковыми наполнителями.

Полученные экспериментальные результаты позволяют рекомендовать кристаллы моноселенидов соединений $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой в качестве эффективного материала для изготовления электролюминесцентных источников и переключателей света, переключателей и фототриггеров с «S»-образной вольт-амперной характеристикой без выпрямляющих контактных структур.

EFFECT OF ELECTRONIC THERMAL CONDUCTIVITY ON THERMOELECTRIC PERFORMANCE OF LEADSUBSTITUTED BISMUTH TELLURIDE

Tran Van Quang^{1,2}

¹Duy Tan University, K7/25 Quang Trung, Hai Chau, Da Nang, Vietnam

²Department of Physics, University of Transport and Communications, Hanoi, Vietnam

Telephone: +84 0945191492 E-mail: tkuangv@gmail.com

Bismuth telluride and its related compounds are the state-of-the-art thermoelectric materials operating at room temperature. Bismuth telluride with Pb substituted, PbBi_4Te_7 , has been found to be a new quasi-binary compound with an impressive high power factor. In this work, in the frame work of density functional theory, we study the electronic thermal conductivity of the compound by employing the solution of Boltzmann Transport Equation in a constant relaxation-time approximation. The results show that the electronic thermal conductivity drastically increases with the increases of both temperature and carrier concentration which have a detrimental effect on the thermoelectric performance. At a particular temperature, the competition between the thermal conductivity, the Seebeck coefficient and the electrical conductivity limits the thermoelectric figure of merit, ZT . The maximum ZT value of about 0.47 occurs at 520 K and at the carrier concentration of $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ for n-type doping. This suggests that to maximize the thermoelectric performance of the compound, the carrier concentration must be carefully controlled and optimized whereas the best operating temperature is around 500 K. We also present results of calculations for Bi_2Te_3 with other element substitutions and make relevant discussions.

Секция D.

ОРГАНИЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

ОРГАНИЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ ДЛЯ ЗАРЯДО-ТРАНСПОРТНЫХ СЛОЕВ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ

А.Р. Тамеев¹, Г.Л. Русинов²

¹ Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва

² Институт органического синтеза им. И.Я. Пастера УрО РАН, Екатеринбург
тел.: (495) 955-4032, факс: (495) 952-5308, эл. почта: tameev@elchem.ac.ru

Транспорт электронов и дырок между фотоактивным слоем оптоэлектронного устройства и соответствующими электродами является одним из ключевых процессов, определяющих эффективность работы таких устройств, как светоизлучающий диод (СИД) и солнечный элемент (СЭ). В случае СЭ дырочный транспортный слой (НТЛ) и электронный транспортный слой (ЕТЛ), располагаемые с разных сторон фотоактивного слоя, выполняют две основные функции: 1) НТЛ (ЕТЛ) препятствуют переносу электронов (дырок) на анод (катод), т.е. устраняют токи утечки; 2) НТЛ (ЕТЛ) обеспечивают эффективный перенос дырок (электронов) на соответствующие электроды, т.е. исключают рекомбинацию носителей заряда в фотоактивном слое. В случае СИД НТЛ и ЕТЛ обеспечивают эффективную инжекцию соответственно дырок и электронов в светоизлучающий слой.

В докладе рассмотрены электронные процессы в зарядо-транспортных слоях СЭ, подходы в разработке органических полупроводников - низкомолекулярных соединений и полимерных композитов, структура и электрофизические свойства таких материалов. На примере соединений класса π -сопряженных гетероароматических ядер [1] и нанокompозитов электропроводящего полимерного комплекса полианилина и 2D наноструктур [2, 3] показано, что полупроводники для зарядо-транспортных слоев должны обладать как относительно высокой подвижностью основных носителей заряда, так и уровнями энергии электронных транспортных состояний, которые согласованы с таковыми уровнями энергии у материала фотоактивного слоя и работой выхода материалов электродов.

Технологическим достоинством разработанных органических полупроводников представляется возможность формирования из них зарядо-транспортных слоев как методом термического осаждения слоя в вакууме, так и различными способами полива из жидкого раствора, включая струйную печать [4]. В работе представлены характеристики СЭ на основе новых транспортных слоев и фотоактивных слоев на основе известных соединений (полимеры, фуллерен, микрокристаллов структуры перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (научный проект №18-13-00409).

Литература

- [1] R.A. Irgashev, N.A. Kazin, N.I. Makarova, I.V. Dorogan, V.V. Malov, A.R. Tameev, G.L. Rusinov, A.V. Metelitsa, V.I. Minkin, V.N. Charushin *Dyes and Pigments* **141** 512 (2017)
- [2] O.D. Iakobson, O.L. Gribkova, A.R. Tameev, A.A. Nekrasov, D.S. Saranin, A. Di Carlo *J. Industrial and Engineering Chemistry* **65** 309 (2018)
- [3] O.L. Gribkova, A.A. Nekrasov, V.A. Cabanova, T.V. Krivenko, N.V. Nekrasova, S.A. Yakovlev, E.I. Terukov, A.R. Tameev *Chem. Papers* **72** 1741 (2018)
- [4] О.Л. Грибкова, Л.В. Сафьянова, А.Р. Тамеев, Д.А. Лыпенко, В.А. Тверской, А.А. Некрасов *Письма в ЖТФ* **44**(6) 34 (2018)

ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ ФОТОЭЛЕКТРОДОВ НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА ТИТАНА ДЛЯ ПЕРОВСКИТНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А.Б. Никольская, М.Ф. Вильданова, С.С. Козлов, О.И. Шевалеевский

Институт биохимической физики им. Н. М. Эмануэля РАН, Москва

тел.: (495) 939-7117, эл. почта: anickolskaya@mail.ru

В последние годы наиболее динамично развивающееся направление исследований в области фотовольтаики связано с разработкой и совершенствованием фотопреобразователей следующего поколения на основе органо-неорганических соединений со структурой перовскита – перовскитных солнечных элементов (ПСЭ) [1]. На сегодняшний день эффективность преобразования ПСЭ в условиях стандартного солнечного освещения AM1.5G (1000 Вт/м²) превысила 20%, сделав их основными конкурентами традиционным элементам на основе кремния [2].

Одной из основных составляющих ПСЭ является электрон-проводящий фотоэлектрод, посредством которого осуществляется транспорт инжектированных из фоточувствительного перовскитного слоя электронов к тыльному контакту фотопреобразователя. Электронная структура и транспортные характеристики фотоэлектрода в значительной степени обуславливают эффективность и стабильность ПСЭ. В качестве материала для фотоэлектродов обычно используется мезоскопический слой из наночастиц диоксида титана (TiO₂) типа Degussa-25, в состав которых входит ~ 85% анатаза и ~ 15% рутила. Аналогичный тип фотоэлектродов широко используется в сенсibilизированных красителями солнечных элементах (Dye-sensitized solar cells - DSCs) [3]. Также было показано, что соотношение анатаз/рутил существенно влияет на эффективность преобразования DSC [4]. В литературе имеется ряд публикаций, где исследованы фотоэлектрические параметры ПСЭ на основе фотоэлектродов из чистого анатаза и чистого рутила [5]. Однако на сегодняшний день отсутствуют данные по исследованию работы ПСЭ на основе фотоэлектродов со смешанной фазой TiO₂.

Целью настоящей работы было получение серии тонкопленочных фотоэлектродов на основе наноструктурированных слоев TiO₂ со смешанной структурной фазой, исследование работы ПСЭ на их основе и установление оптимального соотношения структурных фаз в TiO₂ фотоэлектродах для получения максимальной эффективности ПСЭ.

Были приготовлены и исследованы характеристики фотоэлектродов на основе наноструктурированных слоев диоксида титана с различным соотношением частиц анатаз/рутил: 100/0, 80/20, 60/40, 40/60, 20/80, 0/100. Анатаз и рутил смешивались в необходимых соотношениях в механической шаровой мельнице в течение 1 ч. Состав всех полученных смесей определялся на основании данных оптической спектроскопии и рентгеноструктурного анализа. Морфология приготовленных фотоэлектродов исследовалась методом сканирующей электронной микроскопии (SEM).

С использованием фотоэлектродов, приготовленных на основе наночастиц TiO₂ с различным соотношением анатаз/рутил были сконструированы ПСЭ вида - стекло/FTO/TiO₂/CH₃NH₃PbI₃/spiro-MeOTAD/Au, для которых при освещении интенсивностью 1000 Вт/м² (в условиях AM1.5G) были измерены основные фотоэлектрические параметры. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) записывались на анализаторе Semiconductor Characterization System 4200-SCS (Keithley, США) с использованием имитатора солнечного излучения Abet Technologies (США). Внешняя квантовая эффективность измерялась на анализаторе QEX10 Solar Cell

Quantum Efficiency Measurement System (PV Measurements, США) в диапазоне длин волн 300 - 900 нм.

На рис. 1 представлены ВАХ для ПСЭ на основе фотоэлектродов со смешанной структурной фазой и различными соотношениями рутила и анатаза. На том же рисунке приведены, соответственно, зависимости квантовой эффективности для серии образцов ПСЭ.

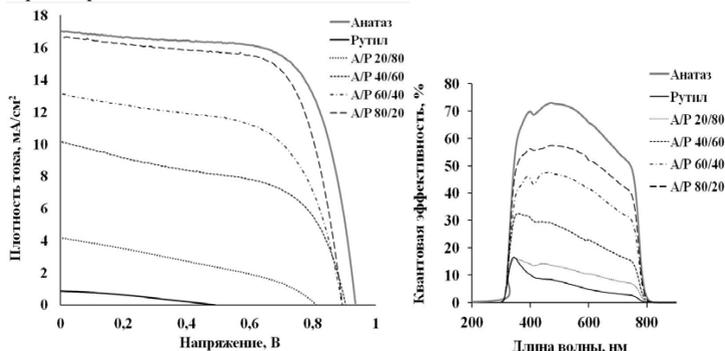


Рис. 1. ВАХ (слева) и зависимости внешней квантовой эффективности (справа) для ПСЭ на основе фотоэлектродов со смешанной структурной фазой.

Таким образом, была получена серия фотоэлектродов на основе наночастиц TiO_2 с различным соотношением структурных фаз анатаза и рутила, которые использованы для конструирования ПСЭ вида стекло/FTO/ $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3/\text{spiro-MeOTAD}/\text{Au}$. Исследования фотовольтаических параметров ПСЭ показали существенное влияние структурного состава фотоэлектрода на основе наноструктурированных слоев TiO_2 на эффективность ПСЭ. Получена информация об оптимальных соотношениях в TiO_2 фотоэлектродах структурных фаз анатаза и рутила в образцах ПСЭ, для которых наблюдается максимальное значение эффективности преобразования солнечной энергии.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01776).

Литература

- [1] M. Hosenuzzaman, N.A. Rahim, J. Selvaraj, M. Hasanuzzaman, A.B.M.A. Malek, A. Nahar *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **41** 284 (2015)
- [2] M.A. Green, Y. Hishikawa, E. D. Dunlop, D. H. Levi, J. Hohl-Ebinger, A.W.Y. Ho-Baillie *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **26** 3 (2018)
- [3] S. Kozlov, A. Nikolskaia, L. Larina, M. Vildanova, A. Vishnev, O. Shevaleevskiy *Physica Status Solidi A* **213** 1801 (2016)
- [4] R.R. Guimarães, A.L. Parussulo, H.E. Toma, K. Araki *Electrochimica Acta* **188** 523 (2016)
- [5] J. W. Lee, T. Y. Lee, P. J. Yoo, M. Grätzel, S. Mhaisalkar, N. G. Park *Journal of Materials Chemistry A* **2** 9251 (2014)

ВЛИЯНИЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ И ДЛИТЕЛЬНОГО ОСВЕЩЕНИЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ И ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ПЛЕНОК МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКОГО ПЕРОВСКИТА $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

Д.В. Амасев¹, С.А. Козюхин², В.Г. Михалевич¹, А.Г. Казанский³

¹Институт общей физики РАН им. А. М. Прохорова, Москва

²Институт общей и неорганической химии РАН им. Н.С. Курнакова, Москва

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

тел.: (495 939-4118,) эл. почта: amoslegkie@gmail.com

Металлоорганические перовскиты на основе иодида свинца ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ или MAPbI_3) представляют интерес в качестве материала для создания лазеров, диодов и других оптоэлектронных устройств [1]. Данный материал вызывает особый интерес ученых, работающих в области фотовольтаики, из-за высокой эффективности преобразования использующих его солнечных элементов (22%) [2]. Однако, вопрос о стабильности фотоэлектрических параметров данного материала и созданных на его основе структур при внешних воздействиях по-прежнему остается открытым. Поэтому в данной работе изучается влияние окружающей среды и длительного освещения на фотоэлектрические параметры тонких пленок MAPbI_3 .

Исследуемые в работе образцы MAPbI_3 были изготовлены одноступенчатым методом. Эквимольные доли компонентов были смешаны в растворе диметилформамида. Затем данный раствор осаждался на стеклянную подложку с алюминиевыми контактами в планарной конфигурации и помещался в сушильный шкаф при температуре 120 °С на 20 минут. Фотоиндуцированное изменение параметров пленки исследовалось при её длительном освещении белым светом лампы накаливания с интенсивностью 40 мВт/см². Все измерения проводились при комнатной температуре.

Влияние окружающей пленку среды на её фотоэлектрические свойства показано на рис. 1. На данном рисунке представлены спектральные зависимости фотопроводимости $\Delta\sigma_{\text{ph}}$ (равной разнице проводимости материала при освещении и в темноте), нормированной на число падающих квантов света N , измеренные в вакууме при давлении 10^{-3} Па и в воздушной среде при атмосферном давлении. Как видно из рисунка 1, фотопроводимость пленки MAPbI_3 в воздухе имеет большее значение по сравнению с ее величиной в вакууме. Полученный результат представляется неожиданным, поскольку, по мнению авторов [3], вхождение в MAPbI_3 кислорода, присутствующего в воздухе, должно приводить к появлению глубоких рекомбинационных состояний на поверхности пленки или на границах формирующих ее зерен. В то же время, наблюдаемое нами увеличение $\Delta\sigma_{\text{ph}}$ на воздухе может произойти, если предположить, что введение в пленку кислорода приводит к её легированию и смещению уровня Ферми в запрещенной зоне (о чем свидетельствуют результаты наших измерений темновой проводимости) и изменению заполнения центров рекомбинации. Возможное возникновение в MAPbI_3 при введении кислорода так называемых «центров очувствления», захватывающих неосновные носители заряда, также может привести к увеличению $\Delta\sigma_{\text{ph}}$.

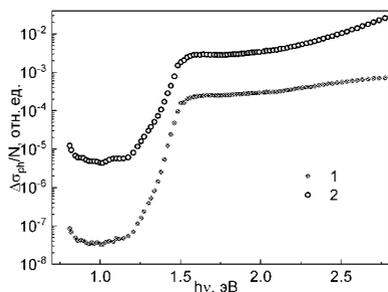


Рис. 1. Спектральные зависимости фотопроводимости MAPbI_3 в вакууме (1) и в воздушной среде (2).

Длительное освещение тонких пленок MAPbI_3 также оказывает влияние на их фотоэлектрические свойства. На рис. 2 показаны спектральные зависимости фотопроводимости пленки перовскита до и после её освещения белым светом в течение 1 часа. Измерения проводились в вакууме 10^{-3} Па. Предварительно пленка отжигалась при 100°C в вакууме в течение 5 минут.

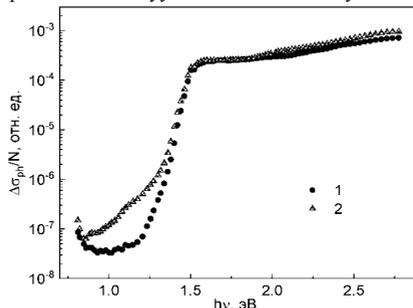


Рис. 2. Спектральные зависимости фотопроводимости MAPbI_3 до (1) и после (2) длительного освещения белым светом.

Как видно из рисунка 2, длительное освещение не приводит к изменению фотопроводимости в области «межзонного» возбуждения ($h\nu > 1.6$ эВ). В то же время после длительного освещения наблюдается увеличение фотопроводимости в области энергий квантов, меньших 1.4 эВ, которое исчезает после выдержки пленки в темноте в течение суток. Полученные результаты указывают на фотондуцированное возникновение заполненных носителями заряда состояний в запрещенной зоне MAPbI_3 , не являющихся рекомбинационными центрами.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-32-00417 мол_a).

Литература

- [1] F. Deschler, M. Price, S. Pathak, L. Klintberg, D.-D. Jarausch, R. Higler, S. Hüttner, T. Leijtens, S. Stranks, H. Snaith et al. *J. Phys. Chem. Lett.* **5** 1421 (2014)
- [2] W. Yang, B.-W. Park, E. Jung, N. Jeon, Y. Kim, D. Lee, S. Shin, J. Seo, E. Kim, J. Noh et al. *Science* **356** 1376 (2017)
- [3] J. Xing, O. Wang, Q. Dong, Y. Yuan, Y. Fang and J. Huang, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **18** 30484 (2016)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИОНОМЕРОВ В ДАЛЬНЕМ ($\lambda > 20$ МКМ) ИК-ДИАПАЗОНЕ

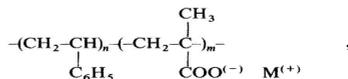
В. А. Рыжов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
тел.: (812) 292-7173, факс: (812) 297-1017, эл. почта: v.ryzhov@mail.ru

Ионсодержащие сополимеры являются предметом интенсивного изучения, установившего, что механические и реологические свойства этих материалов зависят от состояния агрегации ионов [1,2]. Большинство работ касалось сополимеров с концентрацией ионного сомономера не превышающей 10 - 15%. Для таких составов низкая диэлектрическая постоянная основного компонента приводит к образованию ионных пар и через образование их мультиплетов, к образованию кластеров [3].

Возможность использования низкочастотных ИК- спектров для изучения кулоновских (электростатических) сил, действующих в иономере и определяющих присутствие мультиплетов и кластеров показана в [4,5]. Эти исследования установили, что в ион-содержащих сополимерах стирола и этилена с солями акриловой и метакриловой кислот, а также в иономере полистиролсульфоновой кислоты и ион-содержащих стеклах, величина катион анионного взаимодействия зависит от степени кластеризации, гидратации и природы катионной и анионной частей полимера.

Изученные нами низкочастотные ИК-спектры стирольных иономеров с химическим составом, который можно представить как



где М катион металлов (Na^+ , Cs^+ , или Ba^{2+}), а величина $m/(m+n)$ - мольная фракция карбоксильных групп, приведены на рис. 1 а, б.

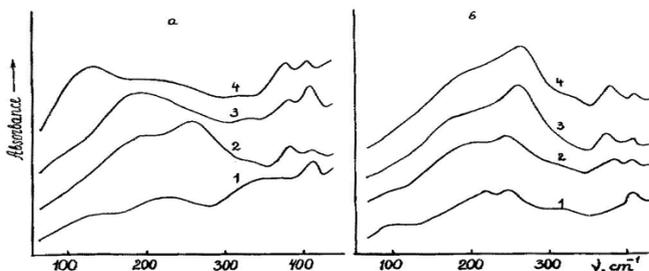


Рис. 1а. ИК- спектры сополимера (1) и иономеров содержащих Na^+ (2), Ba^{2+} (3) и Cs^+ (4); (б) Спектры серии иономеров Na^+ с различным содержанием карбоксильных групп: (1) 0.6; (2) 3.8; (3) 6.2; (4) 8.6 моль %.

Основной особенностью этих спектров является присутствие ниже 300 см^{-1} широкой хорошо выраженной полосы, которой нет в спектре ионизированного сополимера. Эта полоса центрирована на 250 см^{-1} для Na^+ иономера, на $180 \pm 5 \text{ см}^{-1}$ для Ba^{2+} иономера и на $115 \pm 5 \text{ см}^{-1}$ для Cs^+ иономера. Поскольку эти полосы сильно зависят от массы катиона, они должны быть следствием колебания катионной ячейки и их можно отнести к движению катиона в анионном поле сополимера.

Рис. 1в показывает спектр иономера, содержащего увеличивающуюся концентрацию натриевого метакрилата. Мы видим, что когда концентрация его увеличивается, новая полоса появляется на низкочастотном крыле основной полосы при 170 см^{-1} . Полоса при 220 см^{-1} может быть отнесена к слабой внутренней моде полимера. Полоса при 250 см^{-1} преимущественно полоса движения катиона. Она присутствует при низкой концентрации ионов и может быть отнесена к колебанию агрегатов, включающих несколько ионов (мультиплет низкого порядка), тогда как полоса при 170 см^{-1} может быть отнесена к колебаниям агрегатов включающих много катионных и анионных ячеек. Они могут соответствовать образованию высших мультиплетов или кластеров и поскольку в таких ионных агрегатах взаимодействие в катион анионной ячейке будет существенно экранироваться окружением, снижена, и частота по сравнению с частотой колебания простой катионной ячейки (мультиплета). Это совпадает с наблюдением, что в растворе частота движения иона для простых ионных пар выше, чем для их агрегатов. Большая полуширина полос ионного движения показывает, что существует несколько вариантов окружения для катиона, отличающихся силами, действующими на него.

Спектры всех исследованных иономеров и ионизированного сополимера также имеют полосу при 405 см^{-1} с интенсивностью практически независимой от содержания натриевого метакрилата в сополимере. По аналогии с полистиролом она может быть отнесена к внеплоскостным изгибным колебаниям бензольных колец или ССС изгибным колебаниям в основной цепи. Новая полоса появляется в спектрах иономеров при $380\text{--}390\text{ см}^{-1}$, которая может быть отнесена к изгибной моде карбоксильной группы (С-С-О) и (О-С-О) и связана с действием иона металла на колебания карбоксильной группы.

В случае стирольного иономера, содержащего натриевый акрилат полоса, отнесенная к образованию высших агрегатов, была найдена при 155 см^{-1} [4]. Различное положение этих полос может быть следствием различия притяжения создаваемого различием структуры метакриловой и акриловой кислот.

Другой пример использования низкочастотной ИК спектроскопии для исследования взаимодействий в катион анионной ячейке и состояния агрегации в иономерах - изучение спектров иономеров полисульфоновой кислоты, содержащей щелочные и щелочноземельные ионы. Здесь также наблюдали широкие сильные полосы, чьи частоты зависели от типа катиона (Рис.2 и Таблица).

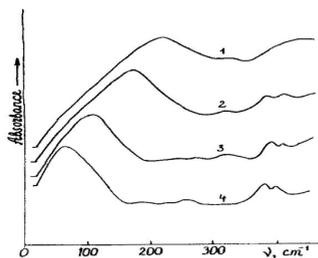


Рис. 2. ИК- спектры полисульфоновых иономеров с 6.9 моль% Na (1), K (2), Rb (3) и Cs (4).

Таблица. Частоты колебаний катионов (см^{-1}) в полисульфоновых иономерах.

Катион	Среднее число несulfанированных стирольных единиц между сульфатными группами			
	30	15	8	6
Na ⁺	220	210	—	210
K ⁺	170	162	170	155
Rb ⁺	120	120	120	116
Cs ⁺	100	100	100	95
Ca ²⁺	—	270	270	—
Sr ²⁺	180	177	175	170
Ba ²⁺	170	160	148	145

Рис.3 показывает график зависимости частоты движения катиона от его массы:

$\nu_0 \sim (M_C^{n+})^{1/2}$, где М - масса одно или двух валентного катиона. График почти линейен для полисульфоновых иономеров. Эти результаты подтверждают, что поглощение вызвано колебанием катион-анионной ячейки, т.е. отвечает движению катиона под влиянием кулоновского поля сульфонатной группы, а силовые постоянные колебания одного порядка для всех членов данной группы. Для щелочноземельных ионов она больше, чем для щелочных ионов.

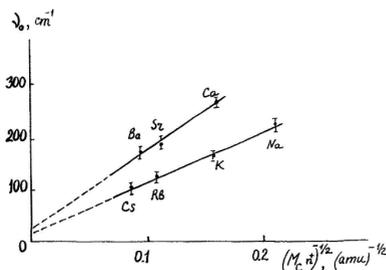


Рис. 3. Графики зависимости частоты движения катиона для различных дегидротированных полисульфоновых (6.9 моль % сульфоната) иономеров.

Действие дегидратации и теплового отжига показывает, что для ПССА иономеров частота движения катиона уменьшается и полоса становится резче при дегидратации. Это может быть интерпретировано как следствие увеличения взаимодействия между сульфатными группами и катионом при устранении растворителя. Также было показано, что колебательные полосы становятся резче и определённое и после отжига иономеров выше T_g . Этот результат интерпретируется в терминах уменьшения межмолекулярного взаимодействия при повышении температуры и находится в соответствии с невозможностью образовывать мультиплеты из ионных кластеров в этих условиях.

Было интересно сравнить спектры иономеров с разной концентрацией сульфатных групп в свете кластерной моды низкочастотного ИК спектра. Как показано в Таблице величина ν_0 уменьшается с увеличением концентрации сульфатных групп, поскольку колебания катиона в кластерах будут определяться и увеличенной эффективной массой и пониженными эффективными силовыми постоянными вследствие экранирования катион-анионного притяжения.

Литература

- [1] A. Eisenberg, M. King *Ion-containing polymers: Physical properties and structure.* (New York: Academic) 341 p. (1977)
- [2] A. Eisenberg *Macromolecules* 3 147 (1970)
- [3] A. Neppel, I. S. Bulter, A. Eisenberg *Can. J. Chem.* 57 2518 (1979)
- [4] G. B. Rouse, W. M. Risen, A. T. Tsatsas, A. Eisenberg *J. Polym. Sci., Polym. Phys. Ed.* 17 81 (1979)
- [5] K. Suchocka-Galas (1987) *Europ. Polym. J.* 12 951 (1987)

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИБРИДНОГО ПЕРОВСКИТА $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Е.В. Кривоги́на¹, П.И. Лазаренко², А.А. Полохин², В.В. Козик³, С. А. Козюхин¹

¹Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва

²Московский институт электронной техники, Зеленоград.

³Томский государственный университет, Томск

тел.: (965) 307-1672, эл. почта: ekaterina3141@mail.ru

В настоящее время солнечная энергетика является одним из перспективных направлений, способным составить конкуренцию стандартным методам получения энергии. Интерес исследователей вызывает разработка солнечных элементов третьего поколения, в частности, на основе гибридного перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$. Обусловлено это, в первую очередь, возможностью создания солнечных элементов на его основе, эффективность которых достигает значений 22% [1]. Одной из проблем, связанной с промышленным изготовлением таких элементов, является деградация перовскита под действием света. В данной работе деградация перовскита исследовалась методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). КРС спектроскопия является методом для исследования структур материалов, а использование малых мощностей излучения лазера дает возможность получить спектры слоев перовскита без деградации [2]. Были исследованы два типа пленок $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ (МАРІ), синтезированные двумя разными способами: I – пленка МАРІ, приготовленная из раствора безводного ДМФА с применением вещества-антисольвента; II – пленка МАРІ, приготовленная из раствора ацетата свинца, методом накапывания. Спектры КРС были получены с использованием спектрометра Horiba Labram Evolution, при возбуждении $\lambda = 633$ и 514 нм. Регистрация спектров производилась до взаимодействия пленок с солнечным светом и после их освещения лампой, имитирующей солнечный свет в течение $t=1$ час. Были получены спектры, как со светлых, так и с темных областей пленки. Также спектры КРС были получены спектры после воздействия пучка лазера ($\lambda = 633$ и 514 нм) на область пленки ($d \sim 10$ мкм) в течение $t \sim 3$ мин. Регистрация спектров флуоресценции была произведена при комнатной температуре и при возбуждении лазером $\lambda = 633$ и 514 нм.

Спектры КРС перовскита обладают характерными пиками в области 52, 82, 101-103, и 215-225 см^{-1} , что соответствует результатам, описанным в работах [3,4]. Было обнаружено, что после воздействия на область исследования лазером, общая интенсивность спектров изменяется, что указывает на разрушение материала пленки. Микрофотографии пленок показали, что после длительного освещения лампой, имитирующей солнечный свет, наблюдается появление темных областей на пленке, что указывает на ее частичное разрушение. Спектры КРС, зарегистрированные в светлой области пленки, отличаются по интенсивности от первоначальных. Кривые, полученные при записи спектров с темной области пленки, отличаются как интенсивностью, так и положением пиков от спектров, снятых с поверхности пленки до ее частичного разрушения. Спектры, флуоресценции были зарегистрированы в диапазоне от 1000 см^{-1} до 4000 см^{-1} , они представляли собой кривые с пиками в области 3000 см^{-1} , что совпадает с результатами работы [5], по которым была найдена ширина запрещенной зоны ($E_g \sim 1,5-1,6$ эВ).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-29-11037, часть исследования, связанная с синтезом гибридного перовскита выполнена в рамках государ-

ственного задания ИОНХ РАН в области фундаментальных научных исследований, номер государственной регистрации 0088-2014-0001.

Литература

- [1] Yang W. S., Park B.-W., Jung E. H., Jeon N. J., et al. *Science*. 2017. 356, P.1376.
- [2] M. Ledinský, Ph. Löper, B. Niesen, et al., *Phys. Chem. Lett.* 2015, p. 6, 401–406
- [3] Quarti, C. et al., *Phys. Chem. Lett.*, 279–284 (2014).
- [4] Park, B.-W. et al., *ACS Nano*, 2088–2101 (2015).
- [5] H. Yuan, E. Debroye, G. Caliandro et al., *ACS Omega* 2016, 1, 148–159

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТА НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ МНОГОСТЕННЫХ НАНОТРУБОК

А.А. Бабаев¹, А.М. Алиев¹, М.Е. Зобов¹, Е.И. Теруков²

¹ФГБУН Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, Махачкала

² ФГБУН Физико-технический институт им. АФ. Иоффе РАН

эл.почта : babaev-arif@mail.ru

Целью данной работы является исследование и выявление особенностей теплоемкости пленок полимерного композита, полученного методом электроспиннинга на основе большого количества углеродных многостенных нанотрубок (УМСНТ) (95масс%) в процессе циклического нагрева и охлаждения в интервале $300\text{ K} < T < 450\text{ K}$. Основное отличие такого метода от обычных классических дуговых плазменных технологий роста УМСНТ в газовой фазе состоит в использовании жидкой углеводородной фазы (в данном случае бензол, хотя могут быть использованы другие жидкости, такие как бензин, толуол и др.) при постоянной динамической подаче аргона в зону плазменного дугового разряда) и возможность использования в качестве анода дешевого технического графита с низким содержанием катализатора – естественной примеси железа (0,03 - 0,2мас.%). Для модификации УМСНТ обрабатывали в высокочастотном плазменном разряде при частоте электрического разряда 40 МГц, мощности плазменного электрического разряда 0.01-0.1 Вт/см³ и давления аргона в диапазоне 0.2-1.13 Торр в течение 300 – 500 секунд. После модификации УМСНТ вводили в состав жидкой полимерной матрицы в соотношении УМСНТ/полимер 95/5% по массе, и перемешивали в течение 10 минут. Полученную стабильную суспензию (взвесь УМСНТ в растворе полимера с ацетоном) использовали для формирования нанокompозита на подложке методом электроспиннинга из жидкой фазы при естественных условиях испарения растворителя- ацетона в течение 24 часов при комнатной температуре и атмосферном давлении. Формирование нанонитей происходит в электрическом поле в струе раствора полимера.

На рис. 1 приведены в относительных единицах результаты исследования температурной зависимости теплоемкости полимерного композита в интервале температур $300\text{ K} \leq T < 450\text{ K}$ в процессе нагрева и охлаждения.

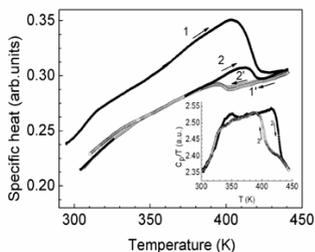


Рис. 1 Температурная зависимость C_p композита в процессе нагрева и охлаждения. 1, 1¹ – первый нагрев и охлаждение, 2, 2¹-второй нагрев и охлаждение (соответственно). Вставка – зависимость теплоемкости от температуры в координатах C_p/T от T

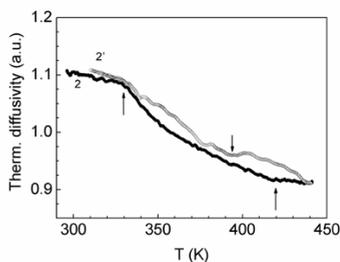


Рис. 2 Температурные зависимости термодиффузии в процессе нагрева и охлаждения композита: 2-второй нагрев, 2' – охлаждение

Обнаружены две аномалии теплоемкости, при $T \approx 340\text{ K}$ и $T \approx 420\text{ K}$. В координатах $C_p(T)$ аномалия около $T \approx 340\text{ K}$ слабо проявляется, но аномалия становится заметной в координатах C_p/T от T (см. вставку на рис. 1). Отметим, что ранее нами

были обнаружены максимумы сопротивления (ρ) при $T \approx 340$ К и $T \approx 420$ К в интервале температур $300 \text{ К} \leq T < 450 \text{ К}$ в композите, с особенностями поведения ρ в процессе нагрева и охлаждения композита [1-3]. В процессе охлаждения максимумы теплоемкости смещаются в область низких температур, до $T \approx 330$ К и $T \approx 390$ К соответственно. Наличие температурных гистерезисов, в данном случае $C_p(T)$ характерно для фазовых переходов первого рода. Отметим, что температурная зависимость теплоемкости полимера в интервале $300 \text{ К} < T < 520 \text{ К}$ слабо не линейна, и каких либо аномалий в этой области температур не наблюдается. Т.е., наблюдаемое в эксперименте поведение теплоемкости композита может быть объяснено только явлениями (эффектами), происходящими в подсистеме углеродных нанотрубок. Отметим, что размеры образцов составляют несколько миллиметров, а УМСНТ получены плазменным дуговым методом со средними длинами 100–200 нм, между которыми создаются дефекты при получении композита методом электроспиннинга. УНТ имеют высокую концентрацию структурных дефектов, сильно загрязнены различными примесями, такими как частицы наноуглерода, наночастицы металлического катализатора, окруженные графитовой оболочкой, удаление которых представляет технологическую проблему. Концентрация различных дефектов структуры большая, так что в структуре трубок с полимером могут образовываться локальные области ближнего порядка, изменяющие их электронную структуру. Наличие максимумов теплоемкости можно объяснить, если предположить, что в процессе нагрева и охлаждения в полимере происходит упорядочение аморфной массы полимера вблизи границы раздела с УМСНТ. На рис. 2 приведены результаты исследования термодиффузии композита в процессе нагревания и охлаждения. Показано, что при нагреве, величина термодиффузии с ростом температуры уменьшается. На температурной зависимости термодиффузии наблюдаются два аномалии, как и на кривых теплоемкости, с ярко выраженными температурными гистерезисами. Отметим, что характер рассеяния носителей тепла меняется, особенно в области $T = 340$ К, максимум C_p соответствует минимуму термодиффузии. Наличие двух максимумов $C_p(T)$ и термодиффузии свидетельствуют о возможном существовании двух различных типов дефектов. Аномалии теплоемкости при $T = 340$ К выражена слабо, термодиффузии – сильно, а в области 420 К – наоборот.

Обнаружены аномалии теплоемкости (C_p) и термодиффузии (η) при $T \approx 340$ К и $T \approx 420$ К аналогичные максимумам удельного сопротивления наблюдаемые нами ранее в этой области температур в полимерном композите на основе большой концентрации углеродных многостенных нанотрубок (УМСНТ (95%) полученного методом электроспиннинга. Обнаружено гистерезисное поведение C_p и η в процессе нагревания и охлаждения композита. Результаты исследования позволяют контролировать дефектные состояния в УМСНТ.

Литература

- [1] А.А. Бабаев., П.П. Хохлачев, Е.И. Теруков., Ю.А., Николаев., А.Б. ,Фрейдin., Р.А. Филиппов., А.К. Филиппов. // ФТТ. **57**, вып. 2. С. 404 (2015)
- [2] А.А. Бабаев., П.П. Хохлачев, Ю.А. Николаев, Е.И. Теруков, А.Б. Фрейдin, Р.А. Филиппов, А.К. Филиппов, Н.К. Манабаев. // Перспективные материалы, 846 с. (2011)
- [3] А.А. Бабаев, П.П. Хохлачев, Ю.А. Николаев, Е.И. Теруков, А.Б. Фрейдin, Р.А. Филиппов, А.К. Филиппов, Н.К. Манабаев. Сборник докладов 6 Международной научной конференции «Актуальные проблемы физики твердого тела г. Минск. С. 143 (ФТТ 2013)

LUMINESCENCE OF MEH-PPV CONJUGATING POLYMER AND PbS QUANTUM DOTS NANOCOMPOSITE EXPOSED TO γ -RADIATION

N.M. Romanov^{1,2}, S.F. Musikhin¹

¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg 195251, Russia

²Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, Finland

e-mail: *sergei.musikhin@rphf.spbstu.ru*

Nanocomposites consisting of conductive polymers and semiconductor nanoparticles are promising materials for use in various semiconductor devices [1-3]. Various combinations of conducting polymers and semiconductor nanoparticles (quantum dots) allow controlling of the optical properties of nanocomposites. An additional change in the optical properties of nanocomposites can be affected by exposure to various radiation, and in particular to gamma quanta. Gamma radiation affects both the material of the polymer matrix [4] and semiconductor nanoparticles [5, 6].

Thin nanocomposite film MEH-PPV/PbS QDs were obtained with spin coating technology. Samples were prepared from the commercially available polymer powder MEH-PPV (poly [2-methoxy-5-(2-ethylhexyloxy)-1,4-phenylenevinylene], $(C_{18}H_{28}O_2)_n$ from Sigma Aldrich with a number average molecular weight of about 40,000 - 70,000. The PbS quantum dots were synthesized by a method identical to that used in paper [3]. The irradiation was carried out in a quasi-closed oxygen-containing chamber. Samples were irradiated with a homogeneous gamma-ray flux, which was achieved by using ^{137}Cs sources. In addition, behavior of photoluminescence under gamma ray of thin pure MEH-PPV polymer films and films consisting of pure quantum colloid PbS dots were studied. Measurements and irradiations were carried out at room temperature

The photoluminescence spectra of a nanocomposite consisting of a polymeric matrix of a MEH-PPV conductive polymer and PbS quantum dots are shown in Fig. 1.

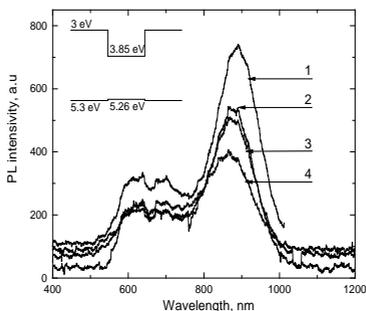


Fig. 1. PL spectra of nanocomposite 1 – without irradiation; 2 – irradiation with dose $1.84 \cdot 10^4$ Gy; 3 – irradiation with dose $4.28 \cdot 10^4$ Gy; 4 – $6.73 \cdot 10^4$ Gy. Band diagram is in sidebar

In the photoluminescence spectrum of the nanocomposite there is an area associated with the luminescence of the matrix (region from 550 to 780 nm) and there is a region from 780 to 1000 nm associated with the luminescence of PbS quantum dots. The luminescence intensity of quantum dots exceeds the luminescence intensity of the polymer matrix. This is due to the peculiarities of the band diagram of the nanocomposite struc-

ture (see the sidebar in Fig. 1). The effect of gamma quanta leads to a decrease in the luminescence intensity from both the polymer matrix and the quantum dots. Changes in photoluminescence under gamma irradiation are shown in Fig. 2. The ones of the PbS quantum dots can be associated with both a decrease in the average size of quantum dots in their distribution, and with the formation of local energy levels on the surface of quantum dots capable of capturing an electric charge.

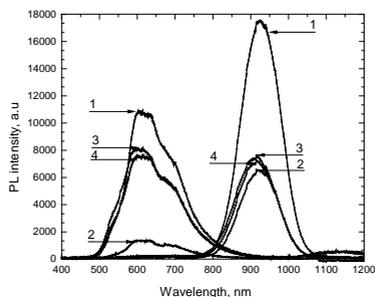


Fig. 2. PL spectra of polymer (left) and quantum dots (right) 1 – without irradiation; 2 – irradiation with dose $1.84 \cdot 10^4$ Gy; 3 – irradiation with dose $4.28 \cdot 10^4$ Gy; 4 – $6.73 \cdot 10^4$ Gy

This electric charge causes a decrease in the region of localization of electrons or holes inside the quantum dot and shifts the quantization levels. This will cause increases the effective band gap and leads to a shift in the luminescence peak to the short-wavelength region. Defects inside the quantum dot and additional local levels on their surface, which arise under the action of gamma quanta, lead to additional nonradiative recombination and decrease the luminescence intensity. The effect of gamma quanta on the polymer matrix causes a slight shift of the luminescence to the short-wavelength region, which is due to the shortening of the conjugated sections of the polymer chain and the cross-linking of the sections of adjacent polymer chains [7, 8]. The cross-linking of polymer chains causes the decay of excited excitons and the separation of electrons and holes and their subsequent localization at different conjugated sections of a chain or their localization on different chains. This reduces the photoluminescence intensity from the polymer matrix. As a result of the action of gamma quanta on the polymer matrix the formation of nonradiative recombination centers is possible, which also causes a decrease in the luminescence intensity.

Gamma irradiation results nonmonotonic decrease in the photoluminescence of the polymer MEH-PPV, which may be due of multidirectional competing processes, such as destruction of polymer chains of molecules and the cross-linking of polymer chains of molecules. There is a significant change in the structure of the polymer. Photoluminescence of PbS quantum dots after irradiation with the presented doses falls approximately twofold, with a shift of the intensity maximum to the short-wave region, this means a change in the energy structure of the quantum dots. The luminescence of a nanocomposite is determined by its energy band structure, which varies with the dose of gamma irradiation.

References

- [1] S.A. McDonald, P.W. Cyr, L. Levina, E.H. Sargent *Appl. Phys. Lett.* **85** p. 2089-2091 (2004)
- [2] J.Y. Kim, O. Voznyy, D. Zhitomirsky, E.H. Sargent *Adv. Mater.* **25** p. 4986-5010 (2013)

- [3] L. Bakueva, S. Musikhin, M. A. Hines, T.-W. F. Chang, M. Tzolo, G. D. Scholes, E. H. Sargent *Journal of Applied Physics* **116**, 034906 (2014)
- [4] Siddhartha, S.Aarya, K.Dev, S.K.Raghuvanshi, J.B.M.Krishna, M.A.Wahab *Radiation Phys. and Chem.* **81** p. 458–462 (2012)
- [5] O.D.Bekasova, A.A.Revina, A.L.Rusanov, E.S.Kornienko, B.I.Kurganov. *Radiation Phys. and Chem.* **92**, p. 87–92 (2013)
- [6] L.B. Matyushkin, N.M Romanov *Journal of Optical Technology* **85** 2 p. 119–121 (2018)
- [7] N.J. Withers, K. Sankar, B.A. Akins, T.A. Memon, T. Gu, J. Gu, G.A. Smolyakov, M.R. Greenberg, T.J. Boyle, M.J. Osiński *Applied Physics Letters* **93**. 17. P. 173101 (2008)
- [8] D. Sinha , T. Swu , S. P. Tripathy , R. Mishra , K. K. Dwivedi, D. Fink *Radiation Effects & Defects in Solids* **158** p. 531–537 (2003)

ОСОБЕННОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ И ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПЛЕНКАХ ПЕРОВСКИТА $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

Д.В. Амасев¹, С.А. Козюхин², А.Г. Казанский³

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Москва, Россия

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
тел.: (495) 939-4118, факс: (495) 939-3731, эл. почта: kazanski@phys.msu.ru

Металлоорганические материалы со структурой перовскита в последние годы привлекают к себе большое внимание. Это связано с возможностью создания на их основе дешевых солнечных элементов на гибких подложках с высокой эффективностью преобразования света (22% [1]), Одними из основных характеристик полупроводникового материала, используемого для создания солнечного элемента, являются спектральные зависимости коэффициента поглощения (α) и фотопроводимости ($\Delta\sigma_{\text{ph}}$), позволяющие установить оптическую ширину запрещенной зоны и процессы генерации неравновесных носителей заряда, определяющие эффективность использования полупроводникового материала для создания фотопреобразователя. В случае металлоорганических перовскитов наблюдается различие как имеющихся экспериментальных данных, полученных для указанных характеристик, в основном, на структурах солнечных элементов, так и их интерпретации. Это связано с особенностями оптического поглощения и фотопроводимости данных материалов.

В работе рассматриваются и обсуждаются особенности спектральных зависимостей коэффициента поглощения и фотопроводимости металлоорганических материалов со структурой перовскита и проблемы определения оптической ширины запрещенной зоны из указанных характеристик. Представлены результаты «классических» исследований спектральных зависимостей поглощения и фотопроводимости пленок свинец-галогенидного перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ (MAPbI_3) и влияния на них длительного «межзонного» освещения пленок.

Пленки MAPbI_3 толщиной $d=1\text{мкм}$. формировались на подложке из кварцевого стекла путем смешения эквимольных количеств растворов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{I}$ и PbI_2 в DMF и последующего вакуумного отжига приготовленной пленки. Пленки имели микрокристаллическую структуру со средним размером гранул $\approx 350\text{ нм}$ (рис. 1). Фотоэлектрические параметры пленок измерялись при комнатной температуре при планарной конфигурации Al или Au контактов, осажденных на подложке до формирования на ней исследуемой пленки.

На рисунке 2 показана типичная спектральная зависимость $\Delta\sigma_{\text{ph}}$ пленки MAPbI_3 , нормированная на плотность потока падающих квантов N. Форма спектральной зависимости $\Delta\sigma_{\text{ph}}$, полученная для микрокристаллического перовскита, не характерна для неупорядоченных полупроводников. Как видно, $\Delta\sigma_{\text{ph}}$ резко уменьшается при энергии кванта $h\nu < 1.54\text{ эВ}$ и слабо возрастает при $h\nu > 1.66\text{ эВ}$. Увеличение $\Delta\sigma_{\text{ph}}$ с ростом $h\nu$ в области $h\nu > 1.7\text{ эВ}$, в которой $\alpha d > 1$, указывает на малое влияние поверхностной рекомбинации на фотопроводимость MAPbI_3 . Измерения спектральной зависимости коэффициента поглощения α методом постоянного фототока [2] показали, что в области $h\nu < 1.54\text{ эВ}$ α

экспоненциально уменьшается на 4 порядка величины с параметром Урбаха, равным 20 мэВ, Данная величина также представляется достаточно малой для неупорядоченного полупроводника. При энергии $h\nu \approx 1.54$ эВ в спектральной зависимости фотопроводимости наблюдается максимум фотопроводимости. Наличие подобного максимума в спектрах поглощения перовскитов обычно связывают с генерацией экситонов [3].

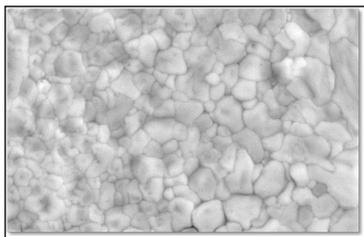


Рис. 1. Фотография пленки MAPbI_3 , полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ)

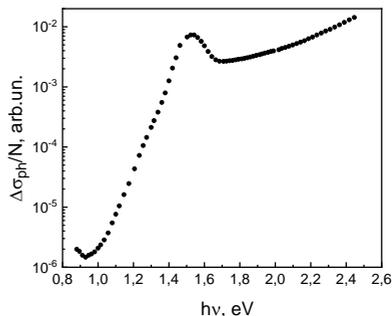


Рис. 2. Спектральная зависимость фотопроводимости пленки MAPbI_3 при комнатной температуре

Полученные результаты указывают на возможность фотогенерации экситонов при комнатной температуре в исследованном MAPbI_3 . Это может объяснить ряд особенностей спектральных и люкс-амперных зависимостей фотопроводимости, наблюдаемых в данном материале.

Проведенные исследования показали, что длительное «межзонное» освещение приводит к увеличению $\Delta\sigma_{ph}$ в области $h\nu < 1.54$ эВ, которое исчезает после выдержки пленки в темноте в течение суток. Максимальное относительное метастабильное увеличение $\Delta\sigma_{ph}$ наблюдается для $h\nu = 1.2$ эВ. При этом в области $h\nu > 1.54$ эВ величина фотопроводимости не изменяется. Полученные результаты указывают на фотоиндуцированное появление занятых носителями заряда состояний в запрещенной зоне MAPbI_3 , которые не влияют на величину «межзонной» фотопроводимости. В работе рассмотрена возможная природа данных состояний в $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

Авторы выражают благодарность за Д.Е. Преснову за фотографии СЭМ. Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-32-00417 мол_a).

Литература

- [1] W. Yang, B.-W. Park, E. Jung, N. Jeon, Y. Kim, D. Lee, S. Shin, J. Seo, E. Kim, J. Noh et al. *Science* **356** 1376 (2017)
- [2] M. Vanecek, J. Kocka, J. Stuchlík, Z. Kožíšek, O. Štika, and A. Tríska, *Sol. Energy Mater.* **8** 411 (1983)
- [3] F. Ruf, A. Magin, M Schultes, E Ahlswede, H. Kalt and M. Hetterich, *Appl. Phys. Lett.* **112** 083902 (2018)

МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ ПОЛИФЕНИЛЕНОКСИДА С ФУЛЛЕРЕНОМ И ЭНДОФУЛЛЕРЕНОМ В КАЧЕСТВЕ НАПОЛНИТЕЛЯ

А.А. Кононов, Р.А. Кастро

РГПУ им. А. И. Герцена, Санкт-Петербург

тел.: (981) 787-01-45, эл. почта: rakot1991@mail.ru

Полимеры являются идеальными матрицами для создания новых материалов с заданными свойствами. Один из самых перспективных полимеров для модификации наполнителями различной природы является полифениленоксид (ПФО). В настоящее время наиболее интересными для модификации полимеров являются аллотропные формы углерода, одной из которых является фуллерен. Наряду с фуллеренами огромный интерес представляют эндоздральные углеродные кластеры, - фуллерены, содержащие во внутренней полости атомы металлов и неметаллов. С исследованиями ЭМФ связываются прогнозы на создание новых материалов с особыми свойствами: сверхпроводники, органические ферромагнетики, лазерные и сегнетоэлектрические материалы и фармацевтические препараты.

Композиты ПФО/С₆₀ и ПФО/Fe@С₆₀ получали смешением растворов ПФО в хлороформе (концентрация 2 масс.%) и фуллерена/эндофуллерена в толуоле (концентрация 0.14 масс.%) в объемах, обеспечивающих требуемое содержание наполнителя в композите. Полученный раствор оставляли на 3–4 дня для проведения взаимодействия между полимером и молекулами фуллерена. Далее раствор композита обрабатывали ультразвуком в течение 40 мин и фильтровали с использованием фильтра Шотта для удаления пылевых примесей.

Диэлектрические спектры образцов чистого ПФО, ПФО/С₆₀(1%), ПФО/С₆₀(8%), ПФО/Fe@С₆₀(1%), ПФО/Fe@С₆₀(0.5%) в интервале температур 173 К – 523 К получены на широкополосном диэлектрическом спектрометре “Concept-41” “Novocontrol Technologies” с автоматическим частотным анализатором высокого разрешения ALPHA-ANB.

Во многих аморфных полупроводниках и диэлектриках [1], проводимость переменного тока имеет вид:

$$\sigma(\omega) = A\omega^s, \quad (1)$$

где A - постоянная, зависящая от температуры, $0,7 < s \leq 1$ и слабо зависит от температуры.

Можно разделить зависимости действительной части комплексной проводимости на два температурных интервала: первый интервал температур характеризуется почти линейным ростом проводимости при увеличении частоты в логарифмическом масштабе, во втором интервале на кривых наблюдается излом при переходе к частотно-независимой области на низких частотах. Переход от частотно-независимой к частотно-зависимой области означает начало релаксации проводимости. На Рисунке 1 представлена зависимость действительной части комплексной проводимости σ' от частоты в логарифмическом масштабе при низких температурах (до выхода на плато) для образца ПФО/ С₆₀(8%).

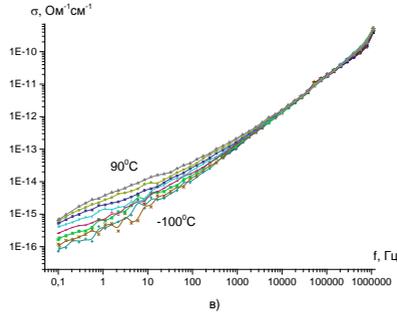


Рис. 1 – Зависимость действительной части комплексной проводимости от частоты при температурах от -100°C до $+90^{\circ}\text{C}$ для ПФО/С60(8%). Температурный шаг = 10°C

Значения показателя степени s были высчитаны для образцов чистого ПФО, ПФО/С60(1%), ПФО/С60(8%), ПФО/Fe@С60(1%) путем линейной аппроксимации экспериментальных кривых (Рисунок 2).

Температурная зависимость s часто используется для исследования особенностей процессов переноса заряда в различных системах. Зависимости показателя степени s от абсолютной температуры показывают отличия в динамике поведения для различных образцов. Рассматривая образцы ПФО/С60(1%), чистого ПФО и ПФО/С60(8%) мы обнаруживаем линейное уменьшение показателя степени s от температуры, что соответствует модели СВН.

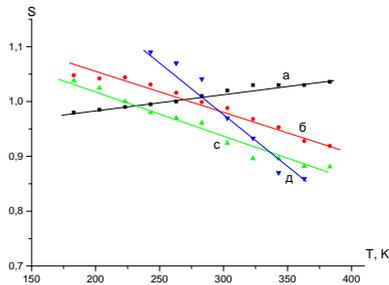


Рис. 2 – Зависимость показателя степени s от температуры для образцов ПФО/Fe@С60(1%), ПФО/С60(1%)(б), чистого ПФО(с), ПФО/С60(8%)(д)

Литература

- [1] Y. Aydogdu *Solid state sciences* **4** 6 (2003)
- [2] G. Austin, N.F. Mott *Adv. Phys.* **18** 41 (1969)
- [3] M. Pollak *Phys. Rev.* **138** A1822 (1965)
- [4] S.R. Elliott *Philos. Mag.* **36** 1291 (1977)

Секция Е.

**ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ.
СТРУКТУРНЫЕ И
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА**

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВЕДУЩИХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА КРЕМНИЯ

А.В. Дроздовский¹, Г.А. Зарецкая¹, А.В. Кондрашов¹, М.И. Мартынов¹,
А.А. Никитин¹, К.О. Воропаев^{2,3}, А.С. Ионов², А.В. Петров², А.С. Абрамов^{4,5},
С.Н. Аболмасов⁴, Е.И. Торуков^{4,5}, Б.А. Калинин¹

¹СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург

²ОАО «ОКБ-Планета», Великий Новгород

³Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

⁴ООО «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике», Санкт-Петербург

⁵Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

тел: (812) 234-9983, эл. почта: and.a.nikitin@gmail.com

Предложена технология создания пассивных планарных оптических структур на основе нитрида кремния для применения в радиофотонных устройствах. При исследовании структур для ввода и вывода излучения использовались элементы связи периодического типа, изготовленные на основе брэгговских решеток. В работе представлены результаты измерения передаточных характеристик микрокольцевых резонаторов, микроволноводов и делителей мощности, изготовленных на структурах $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$.

Оптические волноводящие структуры на основе нитрида кремния находят широкое применение как при создании пассивных оптических элементов [1], так и при разработке новых перспективных радиофотонных устройств, в основе принципа действия которых лежит генерация частотных гребенок [2]. Несмотря на интерес со стороны мирового научного сообщества к разработке новых типов радиофотонных элементов на нитриде кремния, в России данной теме уделяется недостаточное внимание. В представленной работе впервые описана отечественная технология создания пассивных радиофотонных компонент, изготовленных на планарных волноводах из нитрида кремния.

Рассмотрим кратко технологический цикл создания исследуемых структур. На подложке кремния методом термического окисления выращивалась пленка SiO_2 толщиной t_a . На следующем этапе с помощью метода химического осаждения из газовой фазы при пониженном давлении формировалась пленка нитрида кремния толщиной h . Далее методами электронной литографии и плазмохимического травления из пленки нитрида кремния изготавливались различные элементы, такие как оптические делители, микрокольцевые резонаторы и прямые микроволноводы. Для ввода и вывода излучения оптического излучения использовались элементы связи периодического типа, изготовленные на основе брэгговских решеток. Использование брэгговских решеток обусловлено возможностью ввода и вывода излучения непосредственно в пластину, а следовательно, необходимо для контроля качества изготавливаемых элементов *in situ*. При необходимости брэгговские решетки могут быть отрезаны, а торцы подготовлены для ввода/вывода излучения непосредственно в микроволновод. Входная решетка состояла из восьми элементов длиной 0,6 мкм, расположенных с периодом 1,1 мкм. Выходная решетка содержала двенадцать элементов длиной 0,3 мкм, расположенных с периодом 1 мкм. Ширины обеих решеток были равными 10 мкм. Размер переходной области от элемента связи до микроволновода составлял 100 мкм. На заключительном этапе методом плазмохимического осаждения на структуру наносился покрывной слой SiO_2 толщиной t_a (см. рис. 1).



Рис. 1. Изображения микроструктур, полученные с помощью электронного микроскопа: (а)- область связи микрокольцевого резонатора и микроволновода; (б) - выходного элемента связи периодического типа (в), входного элемента связи периодического типа, закрытого осажденным слоем (г)

В соответствии с описанным циклом было изготовлено два комплекта структур. Комплекты отличались друг от друга толщинами слоев оксида кремния (t_u , t_a) и нитрида кремния (h). Для определенности будем называть комплекты «структура №1» и «структура №2». Толщины слоев структуры №1 составляли: $t_u = 2.01$ мкм, $h = 0,63$ мкм, $t_a = 2.01$ мкм, а структуры №2 – $t_u = 2.7$ мкм, $h = 0,7$ мкм, $t_a = 2.7$ мкм. Формы брэгговских решеток, значения длин и ширин волноводов обеих структур были одинаковыми.

Для проведения экспериментальных исследований использовалась установка блок-схема, которой представлена на рис. 2. Установка состояла из перестраиваемого лазера PPCL300, контроллера поляризации PolarITE, излучающего и принимающего линзированных волокон OZOptics, исследуемой структуры и оптического измерителя мощности ТОНАЗ 3210 (PD). При проведении экспериментальных исследований оптических структур ввод излучения осуществлялся линзированным оптическим волокном, направленным под углом 8° .

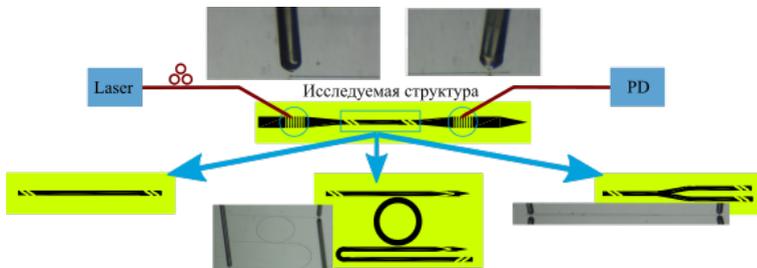


Рис. 2 Схема экспериментальной установки

Результаты экспериментальных исследований приведены в таблице ниже.

Элемент	Микроволновод	Микрокольцевой резонатор	Делитель мощности
Характеристики	Структура №1: ширина волновода 2 мкм; потери 2,89 дБ/см. Структура №2: ширина волновода 1,5 мкм; потери 2,7 дБ/см.	Структура №2: диаметр: 1мм; расстояние до подводящего и отводящего волновода: 1/0,5 мкм; область свободной дисперсии: 42 ГГц; добротность: 43000.	Структура №2: угол 10° ; коэффициент отклонения с учетом потерь на распространение: 9,3/8,2 дБ.

Литература

[1] D. J. Blumenthal, R. Heideman, D. Geuzebroek, A. Leinse and C. Roeloffzen, *Proceedings of the IEEE*. DOI: 10.1109/JPROC.2018.2861576 (2018)

[2] T. J. Kippenberg, A.L. Gaeta, M. Lipson, M.L. Gorodetsky *Science* **361** 6402 (2018).

ДВУМЕРНЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ НИЗКОПОРОВОЙ ПОЛЕВОЙ ЭМИССИИ

¹Возняковский А.П., ¹Неверовская А.Ю., ²Фурсей Г.Н., ³Возняковский А.А.

¹ Научно-исследовательский институт синтетического каучука, Санкт-Петербург

² Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А.Бонч-Бруевича, Санкт-Петербург.

³Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

тел: (812) 492-27-14, факс: (812) 251-48-13, эл. почта: voznar@mail.ru

Автоэлектронные эмиттеры (АЭ) являются базой целого ряда систем вакуумной нано- и микроэлектроники: активных элементов интегральных схем, низковольтных автоэмиссионных дисплеев, устройств СВЧ, точечных источников электронов. Экспериментально было продемонстрировано, что напряжение, необходимое для возбуждения автоэлектронной эмиссии можно резко снизить (на 2 – 3 порядка), если придать катоду форму тонкого острия с радиусом вершины в десятки или сотни доли микрона. Естественно, что при конструировании АЭ начали широко использовать аллотропные формы наноуглерода: детонационные наноалмазы, детонационный углерод, фуллерены и нанотрубки. Первыми из них практическое применение нашли углеродные нанотрубки. Однако, внедрению в реальную практику конструкций АЭ с использованием нанотрубок препятствует сложная и, соответственно дорогостоящая, технология получения их упорядоченных массивов. Помимо этого, не нашла удовлетворительного решения проблема деградации свойств таких массивов в процессе эксплуатации катода. Наличие этих недостатков инициировало поиск многими исследовательскими группами альтернативных материалов. Результатами этих работ было убедительно показано, что необходимый эффект низковольтной автоэлектронной эмиссии можно получить и при относительно гладкой эмитирующей поверхности, не содержащей морфологических элементов с высоким аспектным отношением, в частности, для двумерных (2D) углеродных структур – графеновых структур (ГС) [1]. Однако, можно констатировать, что несмотря на достигнутый к настоящему времени прогресс, получение ГС является трудоемким и экологически небезопасным процессом, не позволяющим как по производительности, так и по стоимостным показателям отвечать современным запросам материаловедения.

В настоящей работе мы представляем простой и высокопроизводительный метод получения 2D-углеродных структур.

В качестве базового принципа предлагаемой методики был выбран принцип, основанный на последовательных процессах деструкции и самоорганизации продуктов деструкции органических соединений, имеющих в структуре шестичленные циклы, под влиянием внешних воздействий, в результате которых формируются аллотропные формы наноуглерода. Характерным примером такого процесса является детонационный синтез, используемый для получения 3D углеродных структур – детонационных наноалмазов. В процессе детонационного синтеза из смеси двух циклических органических соединений – тринитротолуола и циклотриметилентринитрамина - под воздействием экстремально высоких значений давления и температуры формируются, 2D и 3D углеродные структуры.

Предлагаемый принцип реализован нами в условиях процесса самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС). СВС представляет собой процесс перемещения волны сильной экзотермической реакции по смеси реагентов (окислителя и восстановителя), в котором тепловыделение локализовано в узком слое и передается от слоя к слою путем теплопередачи. Принципиальным отличием СВС-синтеза от идеологически близкой методики быстрого пиролиза явля-

ется наличие в реакционной массе кроме органической компоненты, также и неорганического окислителя. Таким образом, окислительно-восстановительные реакции, лежащие в основе термолитиза органической фазы, при применении СВС-синтеза проходят значительно интенсивнее, чем в случае пиролиза. Преимуществами процесса СВС является простота аппаратного оформления метода, высокие скорости синтеза, возможность проведения синтеза без постоянного подвода энергии от внешних источников питания, возможность проведения синтеза в любой атмосфере или в вакууме, отсутствие принципиальных масштабных ограничений.

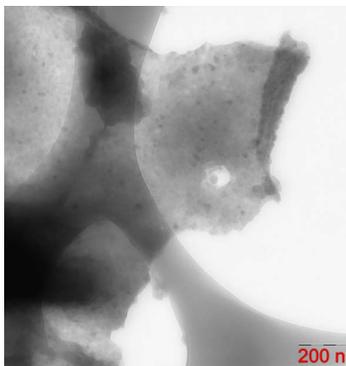


Рис. 1. Микрофотография ТЭМ полученных 2D углеродных структур (исходный полимер – крахмал)

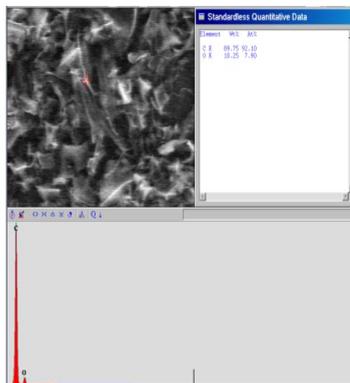


Рис. 2. Элементный состав полученных 2D углеродных структур (исходный полимер – крахмал)

В общем случае, в качестве исходного сырья могут быть использованы вещества, содержащие в своей структуре мономер графена – «гексагон атомов углерода». В нашей работе мы использовали биополимер растительного происхождения - крахмал. Микрофотография и элементный состав полученного нами продукта представлен на Рисунках 1 и 2. Как можно судить по данным, представленных на рисунках, применение методики СВС для карбонизации биополимера получить нам 2D графеновые структуры. Проведенные дополнительно эксперименты по Рамановской спектроскопии и рентгенографии частиц полученного карбонизированного продукта позволяют отнести их к графеновым нанопластинам (GNP).

Поскольку свойства получаемых GNP в заметной мере зависят от методики их синтеза, то, для определенности, обозначим наш продукт как GNPshs.

Исследование эмиссионных свойств проводилось с специально созданной вакуумной камере [2]. Было установлено, что пороговое значение электрических полей, при которых возникает полевая эмиссия в случае GNPshs составляет всего 10^4 В/см, по сравнению со значениями $3 \cdot 10^7$ которые необходимы для металлов.

Литература

- [1] G.N. Furse *Field emission in vacuum micro-electronics*, (“Kluwer Academic / Plenum Publishers“ N. Y.: Springer) 205 p. (2005)..
- [2] Г.Н. Фурсей, М.А. Поляков, А.А. Кантонистов, А.М. Яфясов, Б.С. Павлов, В.Б. Божевольнов *ЖТХ* **83** 71 (2013)

ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ АВТОНОМНЫХ СОЛНЕЧНЫХ СТАНЦИЙ И ЗАДАЧИ ПОВЫШЕНИЯ ИХ НАДЕЖНОСТИ

А.В. Бобиль, Е.И. Теруков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

Эл. почта: bobyl@theory.ioffe.ru

На Рис.1,2 показаны результаты 5-летней эксплуатации первой в РФ автономной солнечно-дизельной станции 110 кВт, п. Яйлю, Республика Алтай, которая была разработана и изготовлена в рамках ФЦП проекта Минобрнауки. Наряду с очевидными достоинствами – круглосуточное обеспечение поселка до 100 жителей, увеличение электропотребления в 3 раза, уменьшение завоза топлив в 2 раза - наблюдаются следующие недостатки: 1) 2013 г. – отказ инвертора, 2) 2013-2018 – недобор генерации в 2 раза в летние месяцы, 3) 2017 – необходимость замены свинцово-кислотных аккумуляторов.

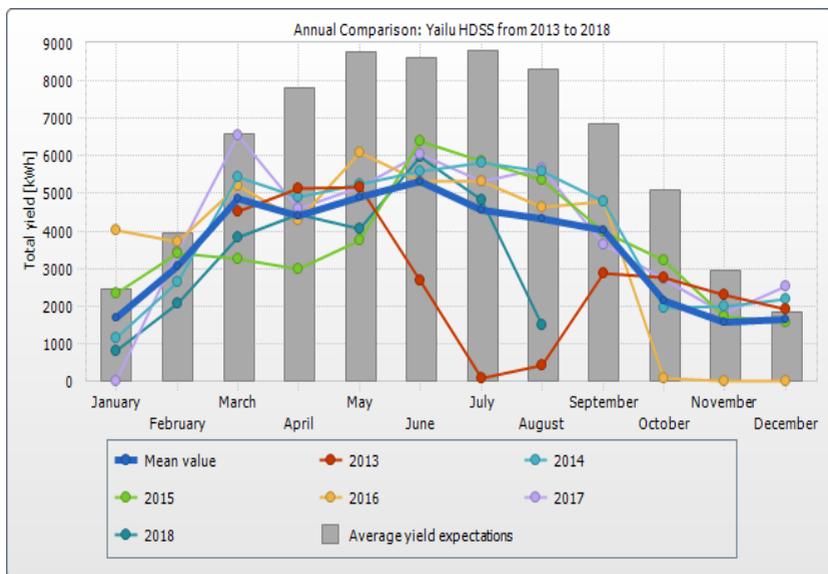


Рис 1. Месячная выработка электроэнергии за 2013-2018 г.г. Информация с <https://www.sunnyportal.de>. Последнее измерение 8 августа 2018 года

Задача обеспечение электроэнергией отдаленных районов является актуальной для РФ и уникальной в мире. В настоящее время решается она путем использования около 500 дизельных электростанций и огромных затрат на доставку топлива в эти районы. Путь уменьшение затрат – дополнительное использования местных видов топлива (солнце, ветер и др.). Для этого требуется разработка электростанций с системой автоматического управления комбинированной генерации, а также буферного накопления энергии. В сетевых солнечных электростанциях

этим буфером является сама сеть, а в автономных электростанциях экономически обоснованным является частичное использование электрохимического аккумулирования и некоторого запаса привозного топлива. Таким образом, возникает экономическая и технологическая проблемы надежности системы управления и накопления автономных станций, ее генерирующих элементов.

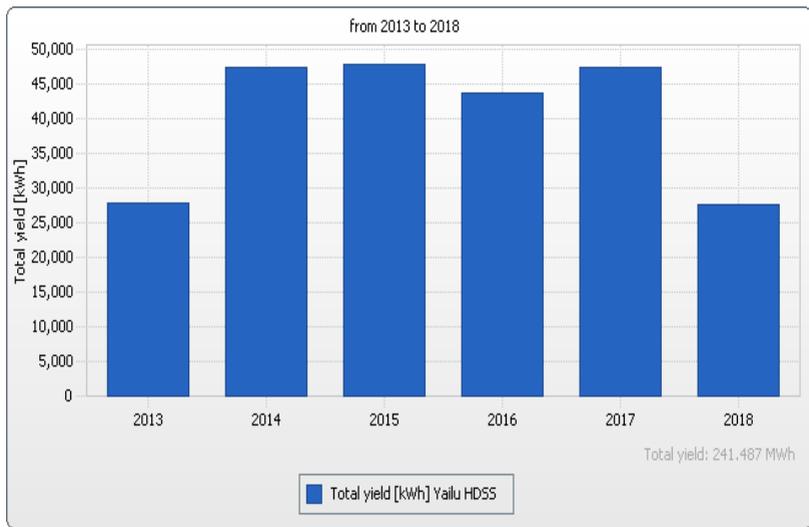


Рис 2. Годовая выработка электроэнергии за 2013-2018 г.г.
Информация с <https://www.sunnyportal.de>

Уменьшение стоимости аккумулирования электроэнергии, повышение надежности системы накопления, а также надежности солнечных модулей автономных солнечных электростанций существенно уменьшат затраты на топлива, приведут к уменьшению срока возврата средств, затраченных на сооружение солнечных автономных станций, и уменьшению удельной стоимости кВт*ч с расчетом на весь срок их эксплуатации.

ПЕРОВСКИТНЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ С ФОТОЭЛЕКТРОДАМИ НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СЛОЕВ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ

М.Ф. Вильданова¹, А.Б. Никольская¹, С.С. Козлов¹, О.К. Карягина¹,

О.И. Шевалеевский¹, О.В. Альмяшева², В.В. Гусаров³

¹Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, Москва

²СПб ГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

тел.: (495)939-7117, эл. почта: mvildanova@sky.chph.ras.ru

Разработка новых наноструктурированных материалов для создания солнечных элементов является важным направлением в области фотовольтаики. Так диоксид циркония, широкозонный полупроводник, обладая высоким показателем преломления и низкими оптическими потерями, представляет значительный интерес для использования в фотовольтаических системах. Одним из примеров применения является использование тонких наноструктурированных пленок ZrO_2 в качестве фотоэлектродов для перовскитных солнечных элементов (ПСЭ) [1]. ПСЭ – класс фотопреобразователей на основе соединений типа ABX_3 , таких как $CH_3NH_3PbI_3$, демонстрирующий наиболее стремительный прогресс за последние несколько лет [2]. Известно, что диоксид циркония имеет три полиморфные формы: моноклинную, тетрагональную и кубическую. Формирование кристаллической фазы и морфологии наночастиц определяется условиями синтеза. Существенным преимуществом диоксида циркония является возможность его допирования. Так допирование оксидом иттрия применяется для стабилизации высокотемпературной тетрагональной фазы ZrO_2 , что приводит к изменению ширины запрещенной зоны.

Целью данной работы было создание серии тонких пленок на основе нанопорошков ZrO_2 , допированного Y_2O_3 в различных концентрациях, для фотоэлектродов ПСЭ, исследование их морфологических и оптических характеристик, а также сравнительное исследование фотовольтаических параметров разработанных фотопреобразователей.

Наночастицы ZrO_2 , допированного Y_2O_3 , получали дегидратацией совместно осажденных гидроксидов в гидротермальных условиях по методике, описанной в [3]. Изготовление паст на основе порошков ZrO_2 - Y_2O_3 для создания фотоэлектродов, а также конструирование ПСЭ было проведено по аналогии с методиками, описанными для классических систем на основе диоксида титана [4]. В результате были сконструированы ПСЭ со структурой стекло/FTO/ ZrO_2 - Y_2O_3 / $CH_3NH_3PbI_3$ /spiro-MeOTAD/Ау, изображенной на рис. 1(а), в которых содержание Y_2O_3 составляло 0% (недопированная система), 3 и 10 мол%.

Были проведены спектрофотометрические исследования нанопорошков ZrO_2 - Y_2O_3 . Методом рентгеноструктурного анализа были проведены исследования структурных параметров и состава тонких пленок для фотоэлектродов ПСЭ. Измерения фотовольтаических параметров сконструированных ПСЭ проводились в стандартных условиях освещения AM1.5 (1000 Вт/м²).

Анализ результатов рентгеновской дифрактометрии образцов, полученных гидротермальной обработкой соосажденных гидроксидов циркония и иттрия, показывает, что образец ZrO_2 представляет собой материал смешанной кристаллической фазы, соотношение моноклинной и тетрагональной фаз составляет примерно 1:1. Допирование оксидом иттрия стабилизирует высокотемпературную тетрагональную фазу ZrO_2 .

На основе полученных данных оптического отражения порошков $ZrO_2-Y_2O_3$, используя теорию Кубелки-Мунка, были определены значения ширины запрещенной зоны. Установлено, что с увеличением концентрации допирования ширина запрещенной зоны уменьшается. Так, на основании этих расчетов значение для $ZrO_2/3$ мол% Y_2O_3 составляет 5,63 эВ, а для $ZrO_2/10$ мол% Y_2O_3 – 5,45 эВ.

Сравнительные исследования работы сконструированных ПСЭ с фотоэлектродами на основе $ZrO_2-Y_2O_3$ показали рост основных фотовольтаических характеристик по мере увеличения концентрации допанта. Максимальное значение эффективности фотопреобразования, полученное для ПСЭ $ZrO_2/10$ мол% Y_2O_3 , составило 10,46%. Также продемонстрировано значительное увеличение напряжения и фактора заполнения по сравнению с данными, полученными ранее для классических ПСЭ на основе TiO_2 . Сравнительные ВАХ для ПСЭ с фотоэлектродами на основе $ZrO_2-Y_2O_3$ и TiO_2 представлены на рис. 1(б).

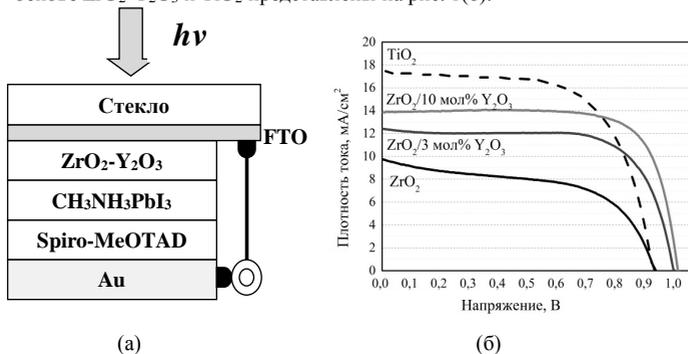


Рис. 1: Схема (а) и ВАХ (б) ПСЭ с фотоэлектродами на основе наноструктурированных слоев $ZrO_2-Y_2O_3$.

В результате показано, что системы на основе диоксида циркония $ZrO_2-Y_2O_3$ являются перспективным материалом для использования в качестве фотоэлектродов для ПСЭ. С помощью допирования возможна оптимизация структурных параметров ZrO_2 и варьирование ширины запрещенной зоны. Эффективности сконструированных ПСЭ оказались сравнимы с соответствующими величинами для ПСЭ на основе TiO_2 электродов, и при этом наблюдается увеличение значений напряжения и фактора заполнения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01776).

Литература

- [1] D. Bi, S.J. Moon, L. Häggman, G. Boschloo, L. Yang, E.M.J. Johansson, M.K. Nazeeruddin, M. Grätzel, A. Hagfeldt *RSC Advances* **3**(28) 18762 (2013)
- [2] J.P. Correa-Baena, A. Abate, M. Saliba, W. Tress, T.J. Jacobsson, M. Grätzel, A. Hagfeldt *Energy & Environmental Science* **10**(3) 710 (2017)
- [3] О.В. Пожидаева, Э.Н. Корыткова, И.А. Дроздова, В.В. Гусаров *Журнал обшей химии* **69**(8) 1265 (1999)
- [4] M.F. Vildanova, S.S. Kozlov, A.B. Nikolskaia, O.I. Shevaleevskiy, N.A. Tsvetkov, O.V. Alexeeva, L.L. Larina *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics* **8**(4) 540 (2017)

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНФОРМАЦИОННОЙ ЕМКОСТИ СЛОЖНЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ НА ПРИМЕРЕ ПОВЕРХНОСТИ

С.П. Вихров¹, Н.В. Рыбина¹, Н.В. Бодягин¹, С.М. Мурсалов², Н.Б. Рыбин¹

¹Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань

²АО "РПТП "Гранит", Рязань

тел: (4912) 46-02-99, эл. почта: pgnv@mail.ru

Исследование информационной емкости сложных неупорядоченных систем является важной задачей. В данной работе целью было показать возможность оценки информационной емкости сложных неупорядоченных систем с помощью метода средней взаимной информации (СВИ) [1] на примере поверхности.

Примеров информационных сред, где требуются исследования характеристик поверхности, достаточно много. Например, представляют интерес полупроводниковые нанокристаллы в матрице неупорядоченного материала. Наличие фаз различной проводимости может использоваться для использования таких структур также в качестве информационных сред.

Для исследования информационной емкости поверхности сложных неупорядоченных материалов необходимо получить изображение исследуемой поверхности с помощью зондовой микроскопии и вычислить с помощью метода СВИ характеристики поверхности.

СВИ характеризует упорядоченность поверхности: чем больше значение СВИ, тем более упорядоченная структура. Максимальная взаимная информация (МВИ) характеризует энтропию поверхности. Среднюю энтропию рассчитывают по формуле:

$$E_m = - \frac{\sum_{N^2} p(x) \log_2(p(x))}{N^2}, \quad (1)$$

где $p(x)$ - вероятность наличия одной из высот в точке x , N - количество точек высот исследуемой поверхности.

Диапазон допустимых значений взаимной информации от 0 до 1, размерность информации - биты. Иными словами, значения взаимной информации меняются от нуля до максимальной средней энтропии полного хаоса.

Если высота точек профиля поверхности, полученных атомно-силовым микроскопом, находится в диапазоне $[K; L]$, то можно разбить его, например, на $2^8=256$ интервалов, а высоту в каждой точке округлить до середины интервала. После такой процедуры квантования энтропия и информация становятся конечными измеримыми величинами. Максимальная энтропия системы из одной точки равна логарифму от числа состояний, в данном случае 8 бит, этому же равна взаимная информация в случае, когда до измерения величина была полностью не определена, а после - определена однозначно. Выбранная дискретность квантования является компромиссом между округлением результата, вызванным малым числом уровней, и сложностью вычислений. Для устранения произвольности этого выбора все величины, имеющие размерность информации, нормируются по максимальной энтропии системы и для одной точки в данном случае делятся на 8. После нормализации значение энтропии системы обретает физический смысл и изменяется от нуля (состояние известно) до единицы (состояние полного хаоса с равновероятными состояниями). Взаимная информация также изменяется от нуля (известность одной величины ничего не сообщает о значении другой) до единицы (значение было полностью неопределенным, а теперь точно известно).

Физический смысл максимальной взаимной информации заключается в том, что это не степень упорядоченности системы, а оценка той ее части, которая обусловлена корреляцией значений высот профиля в разных точках. Поэтому если система и так существенно определена, то информация, полученная от известных значений в других точках, не велика.

Таким образом, поверхности с более развитым рельефом (т.е. с большей величиной энтропии) способны к хранению большего объема информации. В этой связи энтропию исследуемой поверхности можно считать информационной емкостью поверхности.

Литература

- [1] С.П. Вихров, Т.Г. Авачева, Н.В. Бодягин и др. *ФТП* **46** 433 (2012)

ПРИМЕНЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРНОЙ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА КВАЗИ- МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

В.Н. Вербицкий^{1,2}, И.А. Няпшаев^{1,2}, Е.И. Теруков^{1,2}, А.С. Абрамов^{1,2},
А.В. Семенов^{1,2}, Г.Г. Шелопин¹, К.В. Емцев¹

¹НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике, 194064, г. Санкт-Петербург, Политехническая улица, д.2, Россия

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
тел: +7-981-1402819, эл. почта: vnverbitskiy@mail.ru

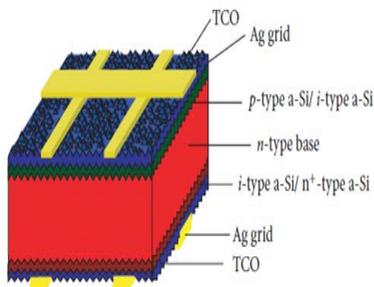
Одной из перспективных технологий изготовления солнечных элементов на основе кремния является гетероструктурная технология (НТ), где формирование структуры осуществляется при помощи осаждения тонких пленок аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H) на кристаллическую кремниевую подложку. Такие солнечные элементы обладают преимуществами классических на основе кристаллического кремния (изготовленных по диффузионной технологии), включая высокую эффективность, достигающую на сегодняшний день 26,6% на лабораторном (по данным NREL) и 22% в промышленном производстве фотоэлектрических преобразователей (ФЭП), что соответствует уровню рекордных величин для монокристаллического кремния без концентрации солнечного излучения. В то же время изготовление НТ ФЭП происходит при относительно низких температурах (менее 200°С).

Однако, стоимость монокристаллической кремниевой подложки, полученной методом Чохральского, превышает 50% от стоимости НТ ФЭП. Таким образом, один из возможных вариантов снижения стоимости структуры может заключаться в использовании более дешевых подложек. Использование для этих целей квази-монокристаллического кремния, полученного плавлением и направленной кристаллизацией, может способствовать уменьшению стоимости пластин на 30-40%.

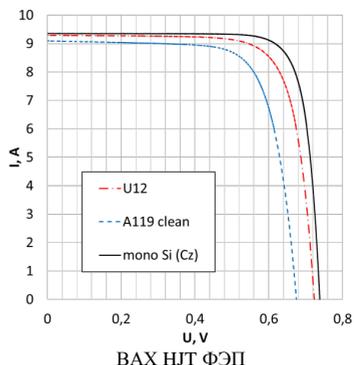
В работе представлены результаты изготовления и исследования эффективности гетероструктурных солнечных элементов с применением подложек квази-монокристаллического кремния, выращенных методом направленной кристаллизации. Использованы пластины 156x156 мм² с n-типом проводимости и долей монокристаллическости более 95%. Часть пластин прошла процедуру фосфорного геттерирования. Получены распределения характеристик по высоте слитка. В качестве контрольных образцов использованы монокристаллические пластины, выращенных методом Чохральского, с аналогичным типом проводимости и габаритными размерами. На рисунках приведена структура, ВАХ лучших ячеек (в таблице указаны их характеристики), а также график распределения эффективности ФЭП по высоте слитка.

sample	I_{sc} , A	V_{oc} , V	P_{max} , W	V_{mpp} , V	I_{mpp} , A	FF, %	Eff, %
U12	9,291	0,723	5,132	0,603	8,516	76,37	21,01
A119 clean	9,095	0,675	4,497	0,544	8,262	73,24	18,41
mono Si (Cz)	9,355	0,738	5,609	0,637	8,809	81,25	22,97

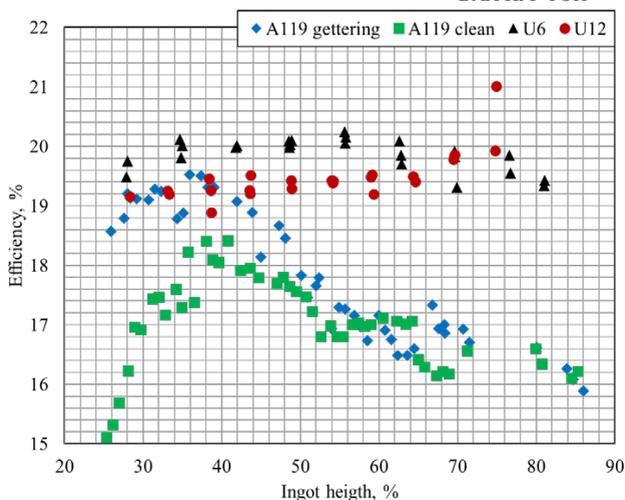
Здесь и далее: A119 – наименование блока из слитка G5, из которого нарезаны пластины, где gettinging – с геттерированием, clean – без геттерирования. U6 и U12 – пластины с геттерированием (G2).



Структура НТТ ФЭП



ВАХ НТТ ФЭП



Распределение эффективности НТТ ФЭП по высоте слитка

Полученные результаты говорят о возможности использования квази-монокристаллических подложек для изготовления НТТ ФЭП с эффективностью более 20%, однако для этого потребуются применение процессов геттерирования.

Геттерирование образцов способствует улучшению качества объема подложки и позволяет повысить итоговую эффективность на 1-2 абс.% и более (зависит от дефектности подложки).

Эффективность лучшей ячейки на квази-монокристаллическом кремнии составила 21% (образец с геттерированием).

Также наблюдается варьирование эффективности НТТ ФЭП по высоте слитка, что может быть связано с перераспределением примесей и разрастанием дефектных областей. И, таким образом, для изготовления высокоэффективных квази-монокристаллических НТТ ФЭП с эффективностью 20% и более требуется применение процессов геттерирования и выбор лучших блоков слитка, что может затруднить реализацию в рамках промышленного производства.

ПРОЛЕТНЫЕ Si(Li) ДЕТЕКТОРЫ С n⁺-КОНТАКТОМ ИЗ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ

И.М.Котина¹, О.И.Коньков², Е.Ф. Чмель¹, В.М. Базлов³, Л.М.Тухконен¹, С. Н.Аболмасов⁴, Е.И.Теруков⁴

¹ФГБУ НИЦ «Курчатовский институт» - ПИЯФ, Гатчина

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

³Санкт-Петербургский государственный университет, Петергоф

⁴ООО «НТЦ ТПТ», Санкт-Петербург

тел : (813 71) 4-67-25, эл.почта: Kotina_IM@npi.nrcki.ru

Стандартная технология изготовления Si(Li) детекторов с большой чувствительной областью содержит операцию напыления и диффузии лития при 350-400 °С в течение 15 мин. В результате детекторы имеют толстый (~300-400 м) нечувствительный слой со стороны Li (n⁺-контакт). Со стороны Pd толщина нечувствительного слоя обычно 0.1 ÷ 0.2 м. Кроме того, максимальная величина чувствительной области в Si(Li) детекторах, обусловленная процессом компенсации, как правило, не превышает 10мм. Поэтому для регистрации длиннопробежных частиц (длина пробега несколько см) используются многослойные кремниевые полупроводниковые спектрометры (ППД-телескопы). Однако прецизионное измерение энергии и идентификация регистрируемых частиц возможна только, если Si(Li) детекторы имеют тонкие «мертвые» (нечувствительные) слои как со стороны p⁺, так и n⁺ контакта (пролетные детекторы) [1].

Понятно, что для получения тонкого мертвого слоя со стороны n⁺-контакта «избыточный» Li должен быть удален. Проблема, которая теперь возникает, состоит в создании нового барьерного n⁺ контакта, не приводящего к ухудшению спектрометрических характеристик детектора. В литературе имеется информация о различных технологических способах осуществления такого контакта [1-3]. Лучший результат был получен с контактом из аморфного кремния [3]. В работе [3] пленки аморфного кремния (aSi:H) толщиной 300 Å осаждались на поверхность после удаления 1мм литиевого слоя путем магнетронного распыления кремниевой мишени в смеси аргона с 17.5% водорода. Контактom к аморфному кремнию служил 400 Å слой алюминия. Толщина мертвого слоя оценивалась при рабочей температуре 249°К, обратном смещении 1000 V и была ~ 1000 Å.

В данной работе представлены результаты по созданию пролетных Si(Li) детекторов. Детекторы с толщиной рабочей области 5-6 мм и площадью 314 мм² изготавливались по стандартной технологии. Для создания тонкого входного окна со стороны лития в качестве барьерного n⁺ контакта использовались пленки аморфного гидрированного кремния (рис.1). Пленки a-Si:H осаждались методом MASD (magnetron assisted silane). Омическим контактом к аморфному кремнию служил алюминий. P+ контакт создавался напылением палладия (Pd). Проведены исследования влияния удельного сопротивления оставшегося литиевого слоя на толщину входного окна (нечувствительной области). С целью получения информации о влиянии на сбор заряда наличия аморфной пленки и интерфейса между аморфным и кристаллическим полупроводником изучалась зависимость спектрометрических характеристик аморфно-кристаллических структур, созданных на исходном высокоомном кремнии, от толщины аморфной пленки и способа предварительной обработки поверхности. В результате были выяснены оптимальные технологические режимы формирования n⁺ контакта в Si(Li) детекторах, которые позволили получить толщину входного окна со стороны этого контакта, сравнимую с толщиной входного окна со стороны Pd ~0.1 м.

На рис.2 представлены энергетические спектры α -частиц от тройного источника $^{239}\text{Pu}(5.15\text{MeV})+^{238}\text{Pu}(5.5\text{ MeV})+^{233}\text{U}(4.8\text{ MeV})$, полученные при облучении aSi:H/Si(Li) детектора со стороны палладиевого (1) и литиевого (2) контакта. Измерения производились при комнатной температуре и напряжении 500 В. Толщина чувствительной области детектора 5 мм, площадь литиевого контакта 314 мм², толщина пленки aSi:H 300 μ .

Оценка энергетического сдвига между E_{Pd} и E_{aSiH} показывает, что его величина ~ 50 кэВ.

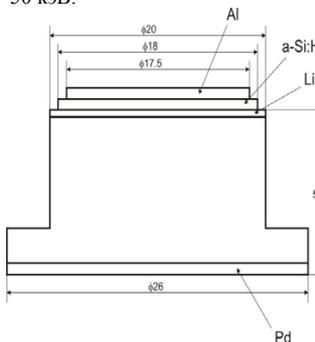


Рис.1. Поперечное сечение aSi:H/Si(Li)-детектора

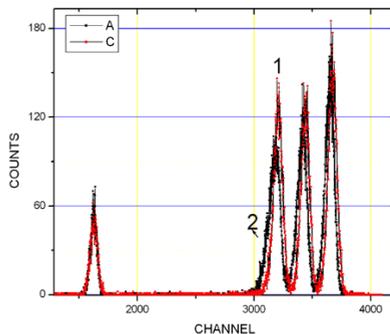


Рис.2. α -спектр источника $^{239}\text{Pu}(5.15\text{MeV})+^{238}\text{Pu}(5.5\text{ MeV})+^{233}\text{U}(4.8\text{ MeV})$, измеренный детектором 10-2: 1-со стороны Pd контакта, 2-со стороны aSi:H контакта

Литература

- [1] Ю.Б.Гуров, С.Л.Катулина, В.Г.Сандуковский, Я.Юрковски. *ИТЭ* **6** (2005)
- [2] J.T.Walton, R.H.Pehl, Y.K.Wang and C.P.Cark. *IEEE Trans. NS* **31** 331 (1984)
- [3] L.D.Hau,C.Tindall, P.N.Luke. *NIM A* **505** 148 (2003)

СФЕРИЧЕСКИЙ РАСПРЕДЕЛЕННЫЙ БРЭГГОВСКИЙ ОТРАЖАТЕЛЬ НА ОСНОВЕ $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}$ И $a\text{-SiO}_2$ С ПОЛНОЙ ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

А.В. Медведев, А.А. Дукин, Н.А. Феокистов, В.Г. Голубев

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

тел.: (812) 292-79-58, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: medvedev@gvg.ioffe.ru

Предложенные в работе [1] сферические распределенные брэгговские отражатели (СРБО) имеют перспективы применения для управления спонтанной эмиссией [2], создания низкопороговых лазеров и однофотонных источников света [3]. СРБО состоят из периодически чередующихся четвертьволновых слоев с высоким и низким показателем преломления, которые окружают прозрачную диэлектрическую сферу.

В настоящей работе СРБО создан методом плазмохимического газофазного осаждения (ПХГФО). В качестве материалов слоев выбраны аморфный гидрогенизированный карбид кремния ($a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}$) и аморфный оксид кремния ($a\text{-SiO}_2$). Они обладают большой разницей (большим контрастом) показателей преломления, что обеспечивает получение широкой полосы брэгговского отражения от СРБО. СРБО нанесен на микросферу из силикатного натриево-кальциевого стекла диаметром 0.26 мм. Слои $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}$ и $a\text{-SiO}_2$ наносились в едином технологическом цикле. На микросферу были нанесены 11 чередующихся четвертьволновых слоев $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}$ (толщина 83 нм) и $a\text{-SiO}_2$ (толщина 141 нм) (рис. 1). Толщина слоев выбиралась такой, чтобы центр полосы брэгговского отражения находился в ближней ИК области спектра на длине волны $\lambda_0 = 820$ нм. Спектры отражения от СРБО регистрировались по экватору микросферы (в плоскости параллельной подложке) через 90° , и по меридиану (в плоскости перпендикулярной подложке) через 45° . Характерные спектры отражения от разных точек поверхности СРБО приведены на рис. 2. Положение точек, в которых записывались спектры, и направления лучей обозначены на рис. 1 стрелками I, II, III.

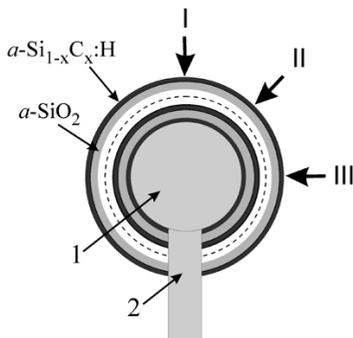


Рис. 1. схематическое изображение СРБО: 1 - стеклянная микросфера, 2 - кварцевое волокно. Пунктиром обозначена часть слоев, которая опущена на рисунке. I, II, III - точки, в которых зарегистрированы спектры отражения, приведенные на рис. 2. Жирными стрелками показаны направления лучей.

Во всех исследованных спектрах наблюдалась широкая полоса отражения, которая возникает за счет брэгговского отражения от группы слоев с периодически меняющимся показателем преломления. Спектральное положение центра полосы брэгговского отражения незначительно смещается при регистрации отражения в разных точках поверхности СРБО. Большой оптический контраст слоев $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}$ и $a\text{-SiO}_2$ обуславливает большую ширину зарегистрированных полос и тем самым обеспечивает их спектральное перекрытие при измерениях в разных точках на поверхности СРБО. Область перекрытия полос на уровне половины вы-

соты максимума отражения показана горизонтальной двусторонней стрелкой на рис. 2. Таким образом, продемонстрировано, что существует интервал длин волн, в котором наблюдаемые полосы брэгговского отражения перекрываются. Это свидетельствует о том, что в СРБО существует полная фотонная запрещенная зона на [1].

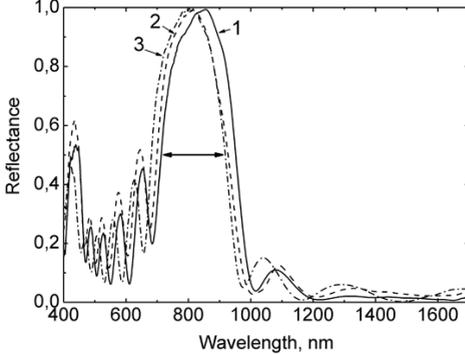


Рис. 2. Спектры отражения от СРБО. Спектры 1, 2, 3 зарегистрированы в точках I, II, III на рис. 1. Спектры нормированы на максимум коэффициента отражения. Горизонтальная двусторонняя стрелка показывает область перекрытия полос брэгговского отражения на уровне половины высоты максимума отражения.

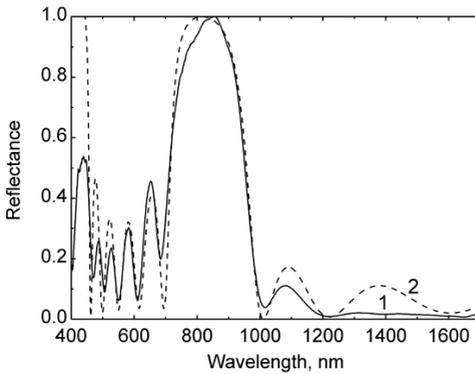


Рис. 3. Спектры отражения от СРБО. 1 – экспериментальный спектр отражения, зарегистрированный в точке I на рис. 1. 2 – рассчитанный спектр отражения от СРБО, в котором параметры слоев подобраны таким образом, чтобы рассчитанная форма полосы брэгговского отражения максимально совпала с наблюдаемой экспериментально в спектре 1. Спектры нормированы на максимум коэффициента отражения.

На рис. 3 экспериментальный спектр отражения от СРБО (кривая 1) сопоставлен со спектром, рассчитанным методом матриц переноса (кривая 2). Варьируя параметры слоев, удалось подогнать рассчитанную форму спектра в области полосы к экспериментально наблюдаемой, а также подогнать интерференционную картину в коротковолновой и длинноволновой областях за её пределы.

Таким образом, методом ПХГФО создан СРБО на ближний инфракрасный диапазон и продемонстрировано, что он обладает полной фотонной запрещенной зоной.

Литература

- [1] D. Brady, G. Papen, J.E. Sipe *J. Opt. Soc. Am. B.* **10** 644 (1993)
- [2] Y. Xu, W. Liang, A. Yariv, J.G. Fleming, S. Lin *Opt. Lett.* **28** 2144 (2003)
- [3] Y. Xu, W. Liang, A. Yariv, J.G. Fleming, S. Lin *Opt. Lett.* **29** 424 (2004)

ТЕКСТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ С ПОМОЩЬЮ ОКИСЛЕНИЯ ПОД ТОНКИМ СЛОЕМ V_2O_5 И СОГЛАСОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ КРЕМНИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

С.Е. Никитин, А.В. Бобыль, Е.И. Торуков, И.Н. Трапезникова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: nikitin@mail.ioffe.ru

В настоящее время теоретический КПД солнечных фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) на основе c -Si(30%) практически достигнут и составляет 26%, поэтому на первый план выступают такие характеристики как время безотказной эксплуатации и себестоимость. По прогнозу ITRPV к 2024 году деградация мощности для солнечных ФЭП за первый год эксплуатации должна быть не более 2%, гарантийный срок на изделие не менее 10 лет, а общий срок эксплуатации должен быть 30 лет. Вес серебра, используемого в одной ячейке ФЭП (156×156 мм) предполагается снизить с 100 мг (2016 год) до 40 мг (2024 год). В настоящее время, в кремниевых ФЭП наибольшее применение получили пирамидальные текстуры. Такая геометрия текстуры приводит к концентрации напряжений вблизи оснований и вершин пирамид. Эта особенность приводит к резкому увеличению вероятности растрескивания кремниевых пластин при изготовлении, транспортировке и эксплуатации ФЭП [1]. Источником механических напряжений приводящих к быстрому разрушению ФЭП также являются места пайки соединений элементов ФЭП, где соединяются разнородные материалы, обладающие совершенно разными КТР, что приводит к возникновению значительных механических напряжений. Эти обстоятельства приводят к необходимости поиска новых методов текстурирования и согласования КТР в конструкции кремниевых ФЭП. Авторами [2] исследован процесс текстурирования кремния, окисленного под слоем V_2O_5 , основанный на возникновении преципитатов SiO_x , диффузии атомарного кислорода из V_2O_5 через слой SiO_2 и последующего растворения оксида кремния и V_2O_5 в HF. Полученная текстура состоит из вогнутых сфероидов с размерами от 100 до 500 нм и имеет $\text{Haze-factor} \sim 20\%$ в области длин волн 380-550 нм. СЭМ изображение этой текстуры показано на (рис.1) Авторами предложен способ согласования КТР элементов ФЭП, основанный на применении субслоев железоникелевых сплавов [3]. В зависимости от соотношения Ni и Fe, КТР этих сплавов изменяется в пределах $(2-20) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (рис.2), что и позволяет осуществлять согласование теплового расширения различных элементов конструкции ФЭП.

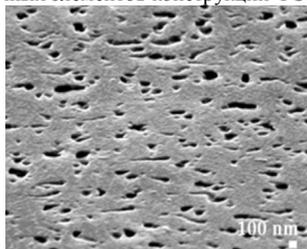


Рис.1 СЭМ изображения поверхности кремния после удаления слоев SiO_2 и V_2O_5 в плавиковой кислоте

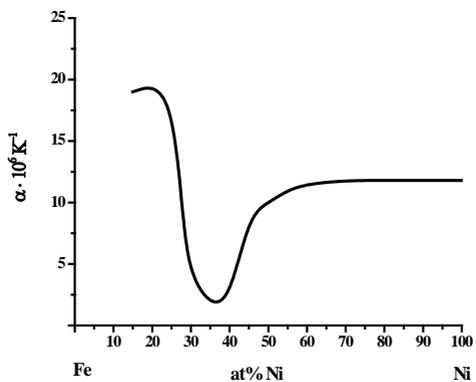


Рис.2 Зависимость КТР сплавов железо- никель от состава

Литература

- [1] Y. Han, X Yu, D. Wang, and D. Yang. J. of Nanomaterials V. 2013, Article ID 716012, 5 p.
- [2] С.Е.Никитин, Е.Е. Терукова, А.В Нащекин, А.В. Бобьль, И.Н. Трапезникова, В.Н. Вербицкий. ФТП, т. 51, вып. 1, 105, (2017)
- [3] С.Е. Никитин, А.В. Бобьль, Г.А. Иванов, Е.И. Теруков. Патент РФ №172396

ВЛИЯНИЕ ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ПДФ/ПДФ

А.Р. Юсупов¹, Р.М. Гадиев¹, А.Н. Лачинов^{1,2}

1 ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмиллы, Уфа

2 ФГБУН ИФМК УФИЦ РАН, Уфа

тел: (917) 420-3247, эл. почта: azat.yusupov@bk.ru

В докладе представлены результаты исследования влияния оптического облучения на электропроводность вдоль границы раздела двух полимеров с большой шириной запрещенной зоны. В качестве полимера использовался полидифениленфталид (ПДФ). Известно, что граница раздела ПДФ/ПДФ обладает повышенной электропроводностью, которая характеризуется аномально высокой подвижностью носителей заряда [1]. Ранее [1] было показано, на границе раздела двух полимерных пленок образуется высокопроводящая наноразмерная область сформированная приповерхностным дипольным упорядочением мономолекулярного слоя бокового фталидного фрагмента макромолекулы. Известно, что С-О связь данного фрагмента является наиболее слабой и фотооблучение полимера ультрафиолетовым светом (УФ) может привести к гомолитическому разрыву этой связи и образованию радикала триарилметильного типа, известного своей относительно высокой устойчивостью. Этот механизм может привести к изменению характера дипольного упорядочения, что вызовет изменение проводимости системы. Однако до сих пор данный процесс наблюдался только в растворах полимеров и его применимость к твердотельным границам раздела неочевидна.

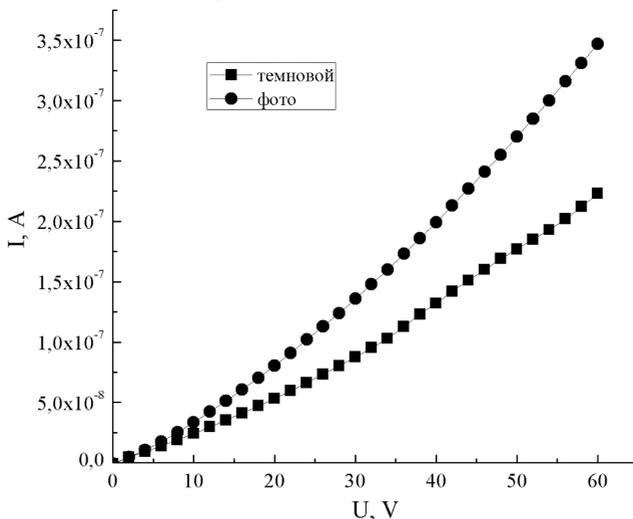


Рис.1. ВАХ экспериментального образца при темновом измерении и фотовозбуж

В работе в качестве основной методики исследования был использован метод основанный на измерении вольтамперных характеристик (ВАХ) при изменении условий фотооблучения. Образцы представляли собой двуслойные полимерные пленки каждая толщиной 350-500 нм, полученные методом центрифугирования

на поверхности стеклянной пластины. Медные электроды были встроены в границу раздела. Расстояние между электродами составляло 30-50 мкм. Освещение осуществляли вдоль оси перпендикулярной плоскости пленки. В качестве источника света использовалась газоразрядная лампа (25 Вт, 365 нм.) с максимумом излучения в ультрафиолетовой области попадает в край поглощения полимерного образца. Предварительное измерение фотопроводимости при освещении лазерами (5 мВт) длинами волн 650 нм, 532 нм и 405 нм показали, что изменение проводимости наблюдается при длине волны менее 405 нм. Измерения ВАХ проводили при постоянном УФ облучении.

На рис.1 представлены ВАХ полученные на экспериментальном образце при темновом измерении и УФ облучении. Из графиков видно, что УФ облучение оказывает существенное влияние на электрофизические свойства границы раздела ПДФ/ПДФ. Ток при УФ облучении возрастает в ~1,5 раза. Анализ ВАХ в рамках модели токов ограниченных пространственным зарядом показал, что подвижность носителей заряда увеличивается с $4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ до $8 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Согласно полученным данным, рост тока, а также возвращение образца в исходное состояние в отсутствии освещения происходит с задержкой. По-видимому, процессы образования долгоживущих ловушек [2] в объеме полимерной пленки вносят вклад в итоговую проводимость вдоль границы раздела. В докладе обсуждается механизм обнаруженной задержки с привлечением представлений об электронных долгоживущих состояниях ранее обнаруженных при исследовании фотолуминесценции.

Полученные результаты, а также описание возможных механизмов переноса носителей заряда в процессе фотовозбуждения будут представлены на докладе.

Литература

- [1] R.M. Gadiev, A.N. Lachinov, R.B. Salikhov, R.G. Rakhmееv, V.M. Kornilov, A.R. Yusupov Appl. Phys. Let. 98 P.173305-173308 (2011).
- [2] В.А. Антипин, А.Н. Лачинов, Д.А. Мамыкин, А.А. Ковалёв, С.С. Остахов, В.В. Шапошникова, С.Н. Салазкин, В.П. Казаков. *Химия высоких энергий* **44**, №4, С. 345–347 (2010).

ИЗГОТОВЛЕНИЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕЗЦОВ С НАНО- И МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМ АЛМАЗНЫМ ПОКРЫТИЕМ

Е.Е. Ашкинази^{1,2}, В.С. Седов^{1,2}, А.А. Хомич^{1,3}, А.В. Хомич^{1,3}, Р.А. Хмельницкий⁴,
А.П. Большаков^{1,2}, Мытарев М.А.⁵, Кошельков И.И.⁵, В.Г. Ральченко^{1,2},
В.И. Конов^{1,2}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

³Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская область

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

⁵АО «Композит», Королев, Московская область

тел: (916) 886-8049, факс: (496) 565-2407, эл. почта: antares-610@yandex.ru

Современные композитные материалы наряду с высокой удельной прочностью, жесткостью, и теплостойкостью демонстрируют рекордную абразивную способность, существенно снижающую стойкость режущего инструмента при их обработке и возможность широкого применения в промышленности. Алмазные покрытия (АП), химически осажденные из газовой фазы (CVD – chemical vapor deposition) на резцы из карбида вольфрама WC + 6 вес.% Co (BK6) в разы увеличивают износостойкость и долговечность твердосплавного инструмента, существенно снижают коэффициент трения между стружкой и покрытием, предотвращают эрозию и коррозию инструмента, уменьшают нагрев и наростообразование, а также улучшают качество обработки деталей [1]. Это особенно актуально при высокоточной обработке металломатричных и углепластиковых композиционных материалов для нужд аэрокосмической, оборонной и атомной промышленности.

Синтез АП проводился в плазмохимическом сверхвысокочастотном (СВЧ) реакторе ARDIS-100, ООО «Оптосистемы» (2,45 ГГц, 5 кВт) в результате осаждения из газовой фазы (смесь CH₄/H₂/N₂) путем разложения в плазме СВЧ-реактора метана с образованием атомарного водорода H и активных радикалов CH_x. Использование контура плазмы как основного источника теплопередачи излучением [2] позволило впервые реализовать в плазменном СВЧ-реакторе метод группового роста АП на низкоаспектных пластинах WC-Co произвольной формы [2,3]. Температура подложек в оптимальной области процесса синтеза составляла 740-760 °С. Экспериментально было найдено [2], что изменение контура резонансной области проводящей платформы реактора, позволяет управлять условиями осаждения, в частности, за счет выравнивания температурного поля на ростовой поверхности подложки. Управление структурой слоев АП производилось в СВЧ-реакторе изменением концентрации азота (в диапазоне от 0 до 6 %), стимулирующего вторичное зародышеобразование и уменьшение размера алмазных кристаллитов. По данным растровой электронной микроскопии микрокристаллические АП состояли из зерен размером 1-2 мкм с преимущественной ориентацией (111), а нанокристаллические АП - из случайно ориентированных зерен размером менее 500 нм.

Одной из ключевых проблем в разработке технологий создания инструмента с АП является повышение адгезии покрытий. В условиях высоких напряжений термического характера в процессе CVD осаждения алмаза и присутствия кобальтовой связки, которая катализирует формирование графитовой фазы на интерфейсе алмаз-сплав, может наблюдаться частичная или полная потеря связи покрытия с BK6 подложкой. Для удаления кобальта с поверхности пластин твердого сплава

применяли метод поэтапной химической обработки подложки реагентом Мураками и кислотой Каро [3-4]. Для улучшения адгезии и устранения мобильности связующего, а также возможной кластеризации кобальта на этапе зародышеобразования алмаза, была разработана технология нанесения барьерных слоев вольфрама (W) с ионным ассистированием, состоящая из двух этапов: 1) нанесение на активированную ионным пучком подложку тонкого (10 ± 30 нм) подслоя вольфрама (W) при рабочих давлениях магнетронного разряда менее $0,25$ Па; и 2) последующий рост пленки при оптимальных давлениях $0,5\pm 0,7$ Па [4]. Такая технология обеспечивает умеренный рост накопления внутренних напряжений и сохранение изотропной структуры (критическая толщина слоя W 1200 нм), при большей толщине, за счет образования столбчатых кристаллитов резко возрастает хрупкость.

Определены коэффициенты трения и исследованы процессы деградации микро- и нанокристаллических АП при трибологических испытаниях методом измерительного скольжения ("TRIBOMETER", CSM Instruments) по схеме «шарик-диск». Установлено, что пластическая деформация приповерхностного слоя на участках контакта с шариком Si_3N_4 приводит к аморфизации не только приповерхностного слоя АП, но и нижерасположенного переходного слоя толщиной около 100 нм. Сформировать бороздку износа на поверхности АП в области воздействия контртела – шарика из Si_3N_4 при нагрузке 1Н не удалось. Износ АП не превышал $1,5\times 10^{-4}$ мкм³/Н·м, что почти на четыре порядка ниже, чем приведенный износ шарика из Si_3N_4 . Коэффициент трения между АП и Si_3N_4 составлял менее 0,06. Спектры КР на поверхности нанокристаллической АП оказались нечувствительны к воздействию шарика из Si_3N_4 . Показано, что добавление 4% азота при осаждении алмазов в СВЧ-реакторе улучшает механические свойства нанокристаллических АП. Методом КР исследована связь кристаллической структуры и трибологических свойств тонких АП, осажденных из смесей $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{N}_2$, и показано, что износ нанокристаллических АП связан с процессами их аморфизации, а у более стойких микрокристаллических АП – с накоплением точечных и протяженных дефектов в областях двойникования и вблизи межкристаллитных границ. Установлено, что рост концентрации дефектов в приповерхностном слое микрокристаллических АП, в том числе оборванных углеродных связей, приводит к увеличению химической активности, что, в свою очередь, снижает коэффициент трения. Ступенчатый характер трансформации спектров КР хорошо согласуется с немонотонностью изменения в ходе испытаний величины коэффициента трения тех же АП [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки, проект RFMEFI604X0206.

Литература

- [1] R. Dumpala, M. Chandran, M.S.R. Rao *J. Minerals, Metals & Mater. Soc.* **67** 1565 (2015)
- [2] E.E. Ashkinazi, V.S. Sedov, D.N. Sovyk, A.A. Khomich, A.P. Bolshakov, S.G. Ryzhkov, A.V. Khomich, D.V. Vinogradov, V.G. Ralchenko, V.I. Konov *Diam. Relat. Mater.* **75** 169 (2017)
- [3] A.V. Khomich, E.E. Ashkinazi, V.S. Sedov, D.N. Sovyk, M.V. Kozlova, D.V. Vinogradov, P.A. Tsygankov *IEEE Xplore* **25** 11 (2017)
- [4] E.E. Ashkinazi, V.S. Sedov, M.I. Petrzhik, D.N. Sovyk, A.A. Khomich, V.G. Ralchenko, D.V. Vinogradov, P.A. Tsygankov, I.N. Ushakova, A.V. Khomich *Journal of Friction and Wear* **38** 252 (2017)

ПРИМЕНЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ

Абрамов А.С.¹, Емцев К.В.¹, Титов А.С.^{1,2}, Теруков Е.И.^{1,2}

¹ ООО «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике»

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

тел: +79657654455, эл. почта: titovoz@gmail.com

Фотолюминесцентные (PL) изображения кремниевых солнечных ячеек – это быстрый и бесконтактный метод исследования, который позволяет визуализировать дефектные области ФЭП большой площади. Для снижения вероятности получения ФЭП с низкой эффективностью на производстве, дефектные подложки, например, с трещинами, царапинами и областями с низким временем жизни неосновных носителей заряда, обычно стараются изъять при их появлении на любом шаге производства. Для кремниевых гетероструктурных ФЭП (НТ) с тонкими пассивирующими слоями на основе a-Si:H на кремниевой подложке, в которых качество интерфейсов и поверхности подложки значительно влияют на эффективность, такие дефектные области имеют важное значение [1, 2]. В этом контексте, получение фотолюминесцентных (PL) изображений является эффективным методом исследования. При этом, наиболее оптимальным будет получение PL-изображений ячеек после пассивации поверхности пластины и до нанесения тонкого токопроводящего слоя [3].

В работе исследовались НТ ячейки, изготовленные в НТЦ ТПТ. В первой части исследования все ячейки изготовлены в одном процессе и имеют схожие конечные характеристики. Дополнительно, часть ячеек до пассивации подвергалась различному времени экспозиции на открытом воздухе для увеличения поверхностной рекомбинации, что сказывалось на параметрах выходных ФЭП.

PL изображения ячеек анализировались относительно таких параметров, как Avg – среднее значение интенсивности PL-изображения, Skew – коэффициент асимметрии (skewness) – величина, характеризующая асимметрию гистограммы интенсивности, Kurt – коэффициент эксцесса/коэффициент островершинности (kurtosis) – мера остроты пика гистограммы интенсивности.

Сравнение между сериями показало, что корреляцию с параметрами ячеек в большей степени показывает средняя интенсивность PL – для напряжения холостого хода (Voc), фактора формы (FF) и мощности (P), соответственно, при этом коэффициенты skew и kurt имеют корреляцию с параметрами ячеек в пределах одной серии.

При сильных различиях в интенсивности PL (Рисунок 1), средняя интенсивность является определяющим фактором, поскольку связана с качеством получившегося солнечного элемента в целом.

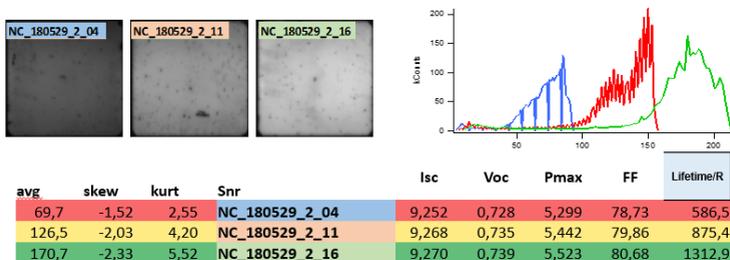


Рис. 1. Сравнение ячеек с разной интенсивностью. Справа – PL-изображения, слева – гистограммы интенсивности, снизу – параметры ячеек.

При малых различиях в интенсивности PL, средняя интенсивность не является определяющим фактором, как и положение главного пика на гистограмме (рис. 2). Средняя интенсивность слабо коррелирует с параметрами ячейки. Напряжение холостого хода для всех ячеек практически не отличается. Корреляцию с фактором формы и мощностью показывают коэффициенты skew и kurt, которые в большей степени связаны с дефектами. При увеличении асимметричности (по модулю) уменьшается доля точек со средней интенсивностью (гистограмма сдвигается и пологость графика падает), при этом растет эксцесс (острота пика), так как больше значений лежат в пределах основного пика.

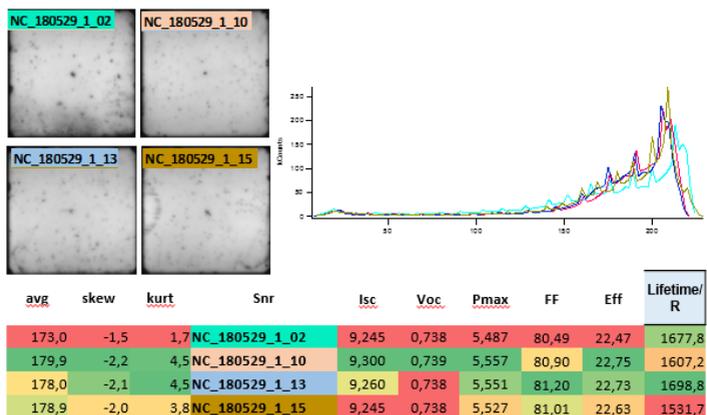


Рис. 2. Сравнение ячеек с одинаковой интенсивностью. Справа – PL-изображения, слева – гистограммы интенсивности, снизу – параметры ячеек.

В данном эксперименте гистограммы были разбиты на три одинаковых части. Первая треть определяется краевыми дефектами и примерно одинакова для всех ячеек. Главный пик (последняя треть), как было сказано ранее, не оказывает значительного влияния на эффективность ячеек в данном случае. Отсюда, наибольшее влияние выявлено у средней части гистограммы (Рис. 3).

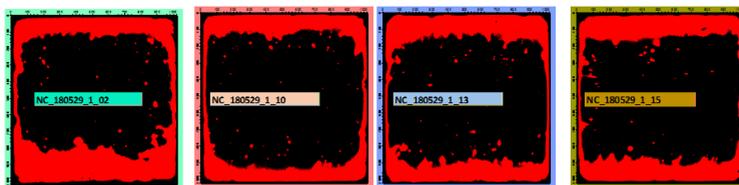


Рис. 3. Область, соответствующая средней части гистограммы.

Таким образом, размер данной области коррелирует с параметрами ячейки: чем меньше данная область, тем выше оказываются итоговые параметры солнечного элемента. Предположительно, данная область связана с дефектами неравномерности распределения слоев (в процессе хим. обработки пластин, напыления слоев аморфного кремния), которая увеличивается к краям ячейки.

Литература

- [1] S.Olibet, E.Vallat-Sauvain, C.Ballif, Model for a-Si:H/c-Si interface recombination based on the amphoteric nature of silicon dangling bonds, *Phys.Rev.B* 76, 035326–035339, (2007).
- [2] M.Taguchi, A.Terakawa, E.Maruyama, M.Tanaka, Obtaining a higher Voc in HIT cells, *Prog.Photovolt.: Res.Appl.* 13, 481–488, (2005).
- [3] O. Nos et al., "Quality control method based on photoluminescence imaging for the performance prediction of c-Si/a-Si:H heterojunction solar cells in industrial production lines", *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 144, pp. 210-220, (2016).

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СРЕДНТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРАХ

А.В. Бабич¹, А.А. Шерчков¹, Ю.И. Штерн¹, М.С. Рогачев¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва
тел: +7-916-508-3423, эл. почта: drent@yandex.ru

На сегодняшний день термоэлектрические генераторы (ТЭГ) являются перспективным альтернативным источником энергии. Это объясняется такими их преимуществами, как отсутствие движущихся частей, бесшумность работы, малая инерционность, компактность, высокая надежность и простота эксплуатации. Термоэлектрические генераторы могут применяться практически во всех сферах деятельности человека, а в некоторых областях являются практически безальтернативным решением.

Однако, невысокая эффективность подобных устройств ограничивает их широкое применение. Эффективность термоэлектрических генераторов определяется безразмерной термоэлектрической добротностью (ZT) материала и рабочим диапазоном температур.

Использование наноструктурированных материалов позволяет повысить ZT благодаря существенному рассеянию фононов и уменьшению теплопроводности материала.

Термоэлектрическими свойствами обладает большой ряд материалов, но лишь немногие из них пригодны для использования в термоэлектрических генераторах, так как помимо высокой термоэлектрической добротности они должны обладать широким диапазоном рабочих температур, высокой стабильностью, технологичностью и рядом других свойств. В работе [1] было показано, что материалы на основе системы Ge-Bi-Pb-Te являются перспективными термоэлектрическими материалами для среднетемпературного диапазона. Однако, информация о влиянии наноструктурирования на свойства данных материалов практически не представлена в научно-технической литературе.

В связи с вышесказанным целью данной работы было исследование термоэлектрических свойств наноструктурированного термоэлектрического материала ($\text{Ge}_{0,94}\text{Bi}_{0,03}\text{Pb}_{0,03}\text{Te}$), перспективного для применения в термоэлектрических генераторах.

Синтез $\text{Ge}_{0,94}\text{Bi}_{0,03}\text{Pb}_{0,03}\text{Te}$ выполнялся путем прямого сплавления в кварцевых ампулах при температуре 950 °С. Далее материал был размолот сначала в щековой дробилке, затем в мельнице ножевого типа. Средний размер частиц после такой обработки не превышал 250 нм. Последующая обработка проводилась в мельнице планетарного типа, что позволило получить средний размер частиц порядка 80-120 нм. Далее проводилось горячее прессование порошка.

Улучшенная методика и измерительный комплекс [2] были использованы для измерения теплофизических и электрофизических параметров исследуемого материала. Теплопроводность была измерена с помощью абсолютного стационарного метода. Ошибки при измерениях электропроводности, коэффициента термоЭДС и теплопроводности не превышали 3, 3 и 5 % соответственно.

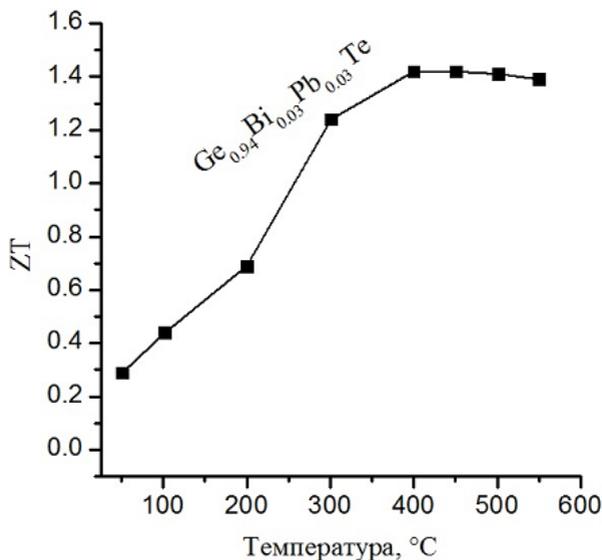


Рис. 1 - Температурные зависимости ZT

Было показано, что наноструктурированный $\text{Ge}_{0.94}\text{Bi}_{0.03}\text{Pb}_{0.03}\text{Te}$ имеет высокие значения ZT и перспективен для применения в термоэлектрических генераторах. Максимальное значение безразмерной термоэлектрической добротности для данного материала составляет 1,42 при 450 °C, а оптимальный температурный диапазон работы - от 250 до 550 °C (рисунок 1).

Таким образом, в данной работе были определены температурные зависимости электропроводности, теплопроводности, коэффициента термо-ЭДС и безразмерной термоэлектрической добротности для наноструктурированного $\text{Ge}_{0.94}\text{Bi}_{0.03}\text{Pb}_{0.03}\text{Te}$.

Показано, что наноструктурирование позволяет получить термоэлектрический материал с высокими значениями ZT, что крайне важно для дальнейшего совершенствования технологии термоэлектрических генераторов и их широкого применения.

Данная работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации (СП-4954.2018.1).

Литература

- [1] A.A. Sherchenkov, Yu.I. Shtern, R.E. Mironov, M. Yu. Shtern, M.S. Rogachev *Nanotechnologies in Russia* **10** 827 (2015)
- [2] Yu.I. Shtern *Inorganic Materials* **45** 1631 (2008)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАУЧНОЙ ПРОГРАММЫ AFORS-HET ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ И ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОМО- И ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Е.В. Безуглая, А.Д. Маслов, В.О. Сазонов

Рязанский Государственный Радиотехнический Университет

Эл. почта: *kruglaya95@icloud.com*

Настоящая работа предлагает концепцию использования специализированной научной программы AFORS-HET для обучения специалистов, занимающихся исследованием гетеропереходных солнечных элементов. Полученные навыки работы в программной среде актуальны и востребованы в научно-технических центрах, конструкторских бюро, компаниях-производителях новой и активно развивающейся в России отрасли солнечной энергетики.

На сегодняшний день в мировом научном сообществе для моделирования характеристик перспективных высокоэффективных солнечных элементов наибольшую популярность приобрела программная среда AFORS-HET [1, 2]. Поскольку программа получила широкое распространение в специализированных научных кругах, то представляется актуальным ее внедрение в процесс подготовки инженеров, технологов, конструкторов и исследователей в сфере производства и диагностики солнечных элементов. Таким образом вышеперечисленные специалисты имеют возможность получить навыки моделирования, которые могут быть полезны на этапе создания и отработки технологического процесса полупроводниковых солнечных элементов.

Разработаны алгоритмы исследования квантовой эффективности и вольт-амперных характеристик гомо- и гетеропереходных солнечных элементов при различном освещении, разной температуре, различных конструктивных особенностях элементов и различных параметрах материалов. Предложенный подход позволяет практически полностью имитировать реальный процесс исследования этих характеристик.

На оборудовании [3,4] Регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования Рязанского государственного радиотехнического университета было проведено экспериментальное исследование гомопереходных солнечных элементов на основе мультикристаллического кремния. В результате эксперимента была получена спектральная зависимость квантовой эффективности и вольт-амперная характеристика при разном освещении и постоянной температуре.

Кроме экспериментального исследования было проведено моделирование указанных характеристик на основе предложенных алгоритмов. При этом между результатами эксперимента и моделирования не наблюдалось существенного различия.

Использование данного программного продукта является актуальным в вопросе подготовки кадров для отрасли солнечной энергетики, поскольку навыки моделирования полученные в данной среде могут способствовать всестороннему исследованию солнечного элемента, что может способствовать оптимизации конструкции, технологических параметров и условий с целью повышения выходных потребительских параметров.

AFORS-HET это перспективный научный пакет прикладных программ, который может быть полезен специалистам в области солнечной энергетики, позволяющий получить представление о физических процессах, происходящих в элементе, влиянии параметров материалов слоев и границ раздела на свойства готового прибора, методах диагностики характеристик элемента, а также конструкции

и выходных потребительских характеристиках устройства. Такие навыки на сегодняшний день востребованы активно развивающимися Российскими производителями солнечных элементов.

Литература

- [1] Wang Lisheng, Chen Fengxiang, Ai Yu. *Journal of Physics: Conference Series* **276**, 012177 (2011)
- [2] J.-P. Kleider, J. Alvarez, A.V. Ankudinov et al. *Nanoscale Res Lett.* **6** 152 (2011)
- [3] Ermachikhin A.V., Litvinov V.G., Maslov A.D. The measuring systems of semiconductor structures and its software. *2015 International Siberian Conference on Control and Communications, SIBCON 2015: Proceedings (1 July 2015)*, 7147318
- [4] А.В. Ермачихин, С.И. Мальченко, В.Г. Литвинов, О.М. Мокина, А.Д. Маслов. Автоматизация спектральных исследований с помощью монохроматора МДР-2 ЛОМО. *Сборник Трудов XV Международной Конференции Nldays-2016, Москва 25 ноября 2016 г.* (М.: ДМК-пресс) с. 141-144 (2016)

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ДИАГРАММА ДЛЯ ТОНКИХ СЛОЕВ (НА ПРИМЕРЕ НИТ)

О.И. Коньков¹, И.М. Котина², Е.А. Чмель²

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

²Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, 188300 Гатчина, Ленинградская область, Россия

тел: (812) 292-7314, эл. почта: oleg.konkov@mail.ioffe.ru

Исследования, направленные на совершенствование конструкции кремниевых гетеропереходных солнечных элементов — НИТ (heterojunction with intrinsic thin-layer solar cells), активно ведутся в отечественных и зарубежных научных центрах и институтах. Структура такого элемента НИТ представляет собой последовательность нанесенных друг на друга слоев ИТО/p⁺a-Si : H/i- a-Si : H/c-Si/i- a-Si : H/n⁺ a-Si : H.

При этом, толщины слоев в структуре составляют порядка 200 нм для c-Si и 10-15 нм для слоев собственного i-a-Si:H и легированного a-Si:H .

Примерно аналогичная структура Met/n⁺a-Si : H/i- a-Si : H/c-Si на высокоомном кремнии предполагается для создания детекторов ядерных излучений.

В предлагаемой работе проведены построения энергетической диаграммы гетероперехода n⁺ a-Si:H/i-a-Si:H/c-Si в предположении больших (больше, чем ширина слоя ОПЗ) и малых толщин слоя собственного аморфного кремния i-a-Si:H.

Использовались следующие параметры слоев:

- c-Si: толщина 250 нм, концентрация доноров $N_d=10^{15} \text{ см}^{-3}$, энергия Ферми $E_c-E_f=0.3 \text{ Эв}$, электронное сродство $\chi=4.05 \text{ Эв}$, работа выхода $\phi=4.35 \text{ Эв}$.
- i-a-Si:H: построения проведены для 2 толщин: 1000 (толстый слой) и 10 (тонкий слой НИТ) нм, плотность состояний на уровне Ферми $g_{F0}=10^{16} \text{ эВ}^{-1}\text{см}^{-3}$, энергия Ферми $E_c-E_f=0.7 \text{ Эв}$, электронное сродство $\chi=3.85 \text{ Эв}$, работа выхода $\phi=4.55 \text{ Эв}$.

Энергетическая зависимость плотности локализованных состояний в щели подвижности описывалась экспоненциальным выражением вида $N(E) = g_{F0} [\exp(\beta E)]$, где g_{F0} — плотность состояний вблизи E_f , β — наклон аппроксимирующей прямой $g(E)$ в полулогарифмических координатах[1] .

- n⁺-a-Si:H: толщина 10 нм, энергия Ферми $E_c-E_f=0.2 \text{ Эв}$, электронное сродство $\chi=3.85 \text{ Эв}$, работа выхода $\phi=4.05 \text{ Эв}$.

При построении энергетической диаграммы гетеропереходов использовано ” правило электронного сродства“, предложенное Андерсоном [2].

В работе показано, что при малых толщинах слоя i-a-Si:H ширины слоя ОПЗ недостаточно для формирования профиля ОПЗ по правилам, как это есть в классической физике кристаллических полупроводников. Так что при таких условиях происходит изменение энергетической диаграммы гетероперехода, меняется положение уровня Ферми так, чтобы обеспечить электронейтральность. В результате, положение уровня Ферми в слое i-a-Si:H может меняться от $E_c-E_f=0.7 \text{ Эв}$ до порядка 0.4 эВ при исследуемом диапазоне толщин и параметрах слоя i-a-Si:H. Такое изменение положения уровня Ферми приводит к уменьшению потенциальных барьеров между слоями структуры, что влияет на токопрохождение и собирание заряда.

Приводятся расчеты и энергетические диаграммы.

Рассматривается также еще одна, конкурирующая возможность изменения положения уровня Ферми в тонком слое аморфного кремния, связанная с эффектами

размерного квантования. Согласно [3] эффекты возникают при толщинах слоев, сравнимых с длиной волны Ферми, и для толщин слоев порядка 10-20 нм и характерных для полупроводников длин волны Ферми порядка 30 нм [4] (и меньших величин для аморфных полупроводников), могут привести к увеличению глубины залегания уровня Ферми по отношению ко дну зоны проводимости в 1.5 раза. Для слоя собственного аморфного кремния, соответственно, указанное расстояние $E_c - E_f$ может измениться от 0.7 Эв до величины 0.9 Эв с соответствующим изменением зонной энергетической диаграммы гетероперехода $n^+ a\text{-Si:H/i-a-Si:H/c-Si}$ и характеристик переноса в такой структуре.

Литература

- [1] Н.В. Вишняков, С.П. Вихров, В.Г. Мишустин, А.П. Авачев, И.Г. Уточкин, А.А. Попов *ФТП* 39 1189 (2005)
- [2] А. Милнс, Д. Фойхт Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник (М., Мир),(1975).
- [4] В.М. Анищик, В.Е. Борисенко, С.А. Жданок, Н.К. Толочко, В.М. Федосюк *Наноматериалы и Нанотехнологии* (Минск, изд. БГУ) 375 с. (2008)
- [3] В.Д. Дымников ФТТ 53 847 (2011)

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕРМО-ЭДС И УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МАГНЕТРОННЫХ ТОНКИХ ПЛЁНОК $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРАХ

Д.Ю. Терехов¹, Д.В. Пепеляев¹, А.О. Якубов¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва
тел: (985) 281-5660, эл. почта: gsm.ads@yandex.ru

Тонкоплёночные термоэлектрические генераторы (ТЭГ) являются перспективными первичными источниками питания для электронных устройств малой мощности до единиц Вт. Однако широкое распространение тонкоплёночных ТЭГ сдерживается низкой эффективностью применяемых термоэлектрических материалов. Перспективным решением данной проблемы является использование наноразмерных тонких плёнок соединения $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ обладающего, высокими термоэлектрическими свойствами в объемном виде и являющегося перспективным для применения в тонкоплёночных ТЭГ. Таким образом, целью работы являлось исследование температурных зависимостей термо-ЭДС и электропроводности тонких плёнок материала $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ для применения в тонкоплёночных ТЭГ.

Экспериментальные образцы изготавливались на полированных ситалловых подложках марки СТ50. На подложку через металлическую маску осаждались электроды W с подслоем TiN толщиной 100 нм. Поверх электродов методом магнетронного распыления через металлические маски была сформирована плёнка на основе материала $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ толщиной 750 нм. Исследования температурной зависимости коэффициента термо-ЭДС и электропроводности проводились в изотермическом режиме в диапазоне температуры от комнатной до 270 °С с шагом нагрева 5 °С и временем выдержки на установившейся температуре 5 мин. (Рисунок 1).

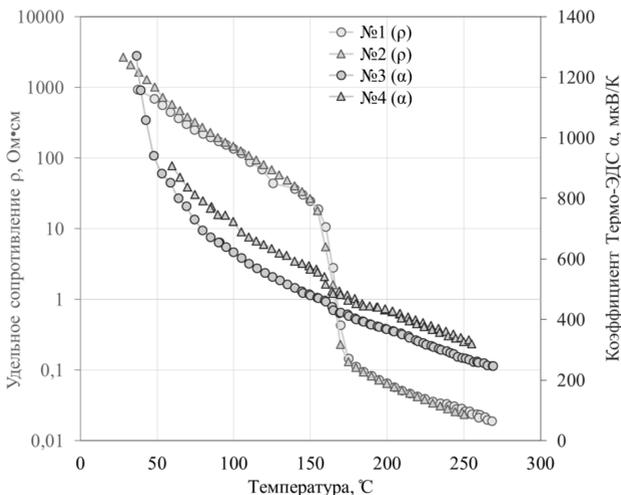


Рис. 1 – Температурные зависимости коэффициента термо-ЭДС и удельного сопротивления для тонких плёнок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

Как видно из рисунка, с увеличением температуры от комнатной до 153°C наблюдается уменьшение удельного сопротивления с 2000 Ом·см, до 18 Ом·см, что характерно для халькогенидных полупроводников в аморфном состоянии. В диапазоне температур от 154°C до 184°C происходит резкое падение удельного сопротивления на два порядка до 0,01 Ом·см. При дальнейшем увеличении температуры удельное сопротивление изменяется незначительно. Резкое изменение удельного сопротивления объясняется фазовым переходом аморфной структуры в кубическую типа NaCl (fcc), являющейся низкотемпературной метастабильной модификацией, что подтверждается результатами РФА. При этом, в температурном диапазоне кристаллизации тонкой плёнки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ наблюдается небольшое падение коэффициента термо-ЭДС. Результаты исследования коэффициента термо-ЭДС указывают на доминирование р-типа проводимости слоев во всем температурном диапазоне, как в аморфном, так и в кристаллическом состояниях.

Расчет проводимости для тонких плёнок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (Рисунок 2) показал, что при кристаллизации материала резкое уменьшение сопротивления плёнки приводит к увеличению проводимости и как следствие к росту коэффициента мощности тонкой плёнки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ на 3 порядка.

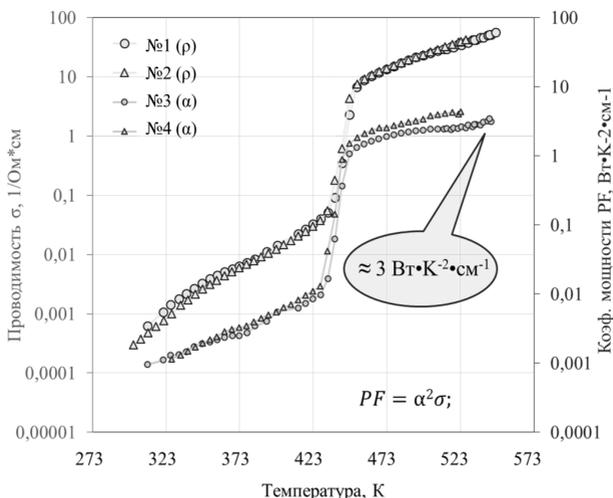


Рис. 2 – Температурные зависимости проводимости и фактора мощности для тонких плёнок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

Результаты исследования показали, что тонкие плёнки GST225 при кристаллизации обладают высоким значением коэффициента термо-ЭДС, близким к значениям в аморфном состоянии и малым значением удельного сопротивления, обусловленным переходом в кристаллическое состояние, что является важным параметром, определяющим эффективность термоэлектрических материалов.

При температуре 543 К коэффициент мощности составляет порядка $3 \text{ Вт}\cdot\text{К}^{-2}\cdot\text{см}^{-1}$, что является существенной величиной для термоэлектрических материалов р-типа в данном температурном диапазоне.

Таким образом, тонкие плёнки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ являются перспективными для применения в тонкоплёночных ТЭГ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект №18-79-10231).

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТМВ И В₂Н₆ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА ФЭП НА ОСНОВЕ Si В КОНФИГУРАЦИИ ТЫЛЬНЫЙ ЭМИТТЕР

А.В. Семенов¹, Д.А. Андроников^{1,2}, А.С. Абрамов^{1,2}, Е.И. Теруков^{1,2}.

¹ ООО «НТЦ ТПТ»

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

тел.: (812) 449-1612 доб.212, эл. почта: a.semenov@hevelsolar.com

Обычно для формирования гетероструктуры СЭ с входным окном р-типа используют газ ТМВ с целью увеличения ширины запрещенной зоны за счет наличия углерода в газовой смеси [1]. Однако для высокоэффективных СЭ на основе высококачественных кремниевых подложек n-типа с высокой поперечной проводимостью электронов, предпочтительней использовать структуру типа тыльный эмиттер, где n/p гетеропереход находится с тыльной стороны СЭ, а свет заводится со стороны p-слоя. Поэтому использование широкозонного и более дефектного р-слоя, приводящего к увеличению значения последовательного сопротивления и снижению значения фактора заполнения FF , становится бессмысленным.

Для получения р-легированных пленок кремния используется метод плазмохимического осаждения из газовой фазы, в качестве легирующего газа обычно используется газ триметилбор (ТМВ) и диборан (В₂Н₆). От наименования газа, используемого при формировании р-легированного слоя кремния, зависят свойства как отдельного р-слоя кремния, так и солнечного элемента на его основе. Состав легирующего газа может сильно отличаться, например, газ триметилбор имеет в своем составе углерод, который может сильно менять как оптические, так и электрические свойства пленки. Характерным отличием в составе рассматриваемых газов является количество атомов бора на одну молекулу газа, которое равно двум к одному для В₂Н₆ и один к одному для В(СН₃)₃, а также количество атомов водорода на один атом бора: на один атом бора три атома водорода для В₂Н₆ и один к девяти для ТМВ, т.е. в три раза больше. Учитывая, что в молекуле В₂Н₆ атомы водорода связаны непосредственно с атомом бора, а в ТМВ атомы водорода связаны с атомом бора через метильную группу -СН₃, то степень разложения молекул и условия роста пленки могут сильно отличаться при использовании того или другого газа. Важной особенностью использования диборана в качестве легирующей добавки является его термическая нестабильность при температурах начиная с 160-200 °С [2], что может приводить к накоплению примеси в газовом душе ростовой камеры и усложнению процесса контроля уровня легирования во время процесса осаждения.

Целью данной работы является исследование особенностей применения газов В₂Н₆ и ТМВ при формировании р-легированных слоев и солнечных элементов на их основе в конфигурации тыльный эмиттер.

Было проведено исследование р-легированных слоев кремния, осажденных на стеклянные подложки размером 1100x1300 мм с использованием различных легирующих газов В₂Н₆ 2% в Н₂ и В(СН₃)₃ 2% в Н₂ от одного производителя с одинаковой заявленной чистотой газа равной 99,999%. В таблице 1 представлены результаты эллипсометрии полученных кремниевых слоев. Абсолютные значения ширины запрещенной зоны E_g обычно несколько занижены, вследствие особенностей выбранной модели. Однако из результатов данной таблицы видно, что ширина запрещенной зоны E_g легированного слоя, полученного с использованием В₂Н₆ меньше на 0,25 эВ по сравнению со слоем с использованием ТМВ. Значение $n - 4,54$ для слоя (В₂Н₆) больше на 0,760 по сравнению со значением $n - 3,78$ для слоя (ТМВ). Значение $k - 0,587$ для слоя (В₂Н₆) больше на 0,261 по сравнению со значением $k - 0,326$ для слоя (ТМВ). Неоднородность толщины пленки р-

легированного слоя по поверхности стеклянной подложки для обоих газов примерно одинаковая и равняется 10-11% (см. рисунок 1 – пример для газа V_2H_6).

Таблица 1. Результаты эллисометрии р-легированных слоев кремния, полученных при использовании газа V_2H_6 и ТМВ.

Параметр	V_2H_6		ТМВ	
	Среднее	Неоднородность, %	Среднее	Неоднородность, %
Толщина, нм	130,2	11	125,1	10
Егар, эВ	1,48	5,3	1,73	4,9
n (500 нм)	4,54	1,0	3,78	0,9
k (500 нм)	0,587	2,5	0,326	3,8

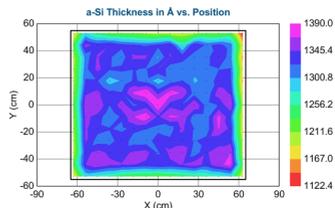


Рис. 1. Карта неоднородности толщины пленки р-легированного слоя по поверхности стеклянной подложки 1300x1100 мм. Легировующий газ – V_2H_6 .

В работе исследовались время жизни неосновных носителей заряда и интенсивность фотолуминесценции СЭ изготовленных с использованием ТМВ и V_2H_6 . Значение времени жизни и интегральное значение фотолуминесценции СЭ изготовленных при использовании газа V_2H_6 наблюдалось на 25% ниже по сравнению с ТМВ, что связано с меньшей шириной запрещенной зоны р-слоя (V_2H_6) и более вероятным проходом неосновных носителей заряда через барьер п/р и дальнейшей рекомбинацией.

В работе был проведен сравнительный эксперимент с использованием газа V_2H_6 и ТМВ при оптимальных условиях роста р-легированного слоя аморфного кремния в составе гетероструктурной солнечной ячейки, полученные результаты представлены на рисунке 2. Как видно из данного рисунка наибольшую эффективность (около 22,1%) имеют СЭ в конфигурации тыльный эмиттер при использовании газа V_2H_6 .

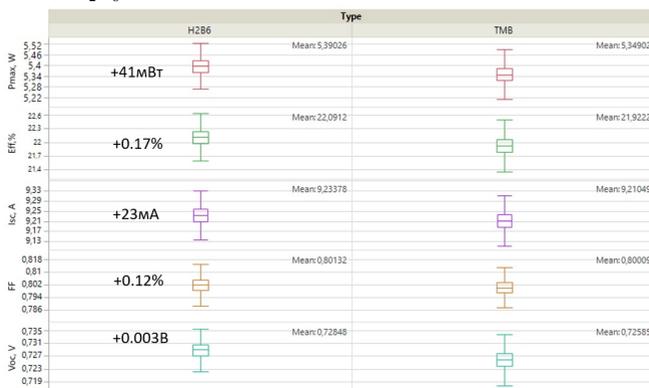


Рис. 2. Результаты сравнительного эксперимента с использованием газа V_2H_6 и ТМВ

Литература

[1] S. Abolmasov1 et al., Feasibility study on the use of gen5 pecvd reactors for manufacturing of high-efficiency silicon heterojunction solar cells, 31st european photovoltaic solar energy conference and exhibition.

[2] P. Roca I Cabarrocas, A. Labdi, B. Equer: Proc. 8th E. C. Photovoltaic Solar Energy Conf., Florence, ed. By I. Solomon, B. Equer, P. Helm, Vol. L (Kluwer, Dordrecht 1988) p.811.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОБЛАСТИ С НАИБОЛЬШЕЙ СКОРОСТЬЮ РЕКОМБИНАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫХ КРЕМНИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ С УЧЕТОМ СЛОЯ АМОРФНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

А.Д. Маслов, Е.В. Безуглая, Н.В. Вишняков

Рязанский государственный радиотехнический университет, г. Рязань

тел: +7(906) 649-1182, эл. почта: maslov.a.d@mail.ru

В данной работе мы описываем аналитическую модель для пространственного численного определения доминирующего механизма рекомбинации в различных областях солнечного элемента на основе аморфного/кристаллического кремния. Модель основана на анализе коэффициента идеальности, получаемого экспериментально из температурной зависимости скорости генерации; характеристической энергии, соответствующей максимально возможному разделению квазиуровней Ферми, получаемой экспериментально из температурной зависимости напряжения холостого хода. По сравнению с существующими подходами, в данной работе учитывается рекомбинация в объеме аморфного кремния.

Существует модель [1] для пространственного разделения значения общей скорости рекомбинации, описываемой статистикой ШХР, на отдельные слагаемые ряда $R_{total} = \sum R_i$, соответствующие различным областям фотоактивных слоев солнечного элемента. В своей работе, предложенной для солнечных элементов типа CIGS и гетероперехода a-Si/c-Si, Грувер разделил исследуемую структуру на три рекомбинационных области: граница раздела, ОПЗ и квазинейтральная часть базы. Описанный в работе подход позволяет не только выделить доминирующую область рекомбинации, но и количественно определить вклад каждой области.

Однако, несмотря на то, что модель предложена для гетеропереходных структур на основе кристаллического и аморфного кремния, в ней не учитывается рекомбинация в объеме аморфного кремния. Более того, для описания рекомбинации в аморфном кремнии используют как классическую модель ШХР, так и модель амфотерных дефектов [2].

В данной работе мы дополнили модель Грувера и аналитически учли, что рекомбинация может происходить в объеме аморфного кремния.

Мы разделяем структуру a-Si/c-Si на четыре рекомбинационные области: граница раздела R_i , ОПЗ R_d , квазинейтральная часть базы R_b и объем аморфного кремния R_a . Согласно подходу Грувера мы представляем скорость рекомбинации в каждой области, как произведение зависящей и независящей от света величин. На основе работы [3] Олибет, мы обозначали скорость рекомбинации в аморфном кремнии таким же образом, что позволяет нам дополнить уравнение генерационно-рекомбинационного баланса (1), аналогично работе Грувера:

$$G = R_i + R_b + R_d + R_a \quad (1)$$

Заменяя скорость рекомбинации произведением мы получаем:

$$G = (R_i^0 + R_b^0)\beta^2 + (R_d^0 + R_a^0)\beta, \quad (2)$$

где R_i^0 , R_b^0 , R_d^0 , R_a^0 не зависящие от света множители, $\beta = \sqrt{\frac{p_e p_h}{n_i^2}}$ – зависящий от света множитель, p_e и p_h – полная концентрация электронов и дырок соответственно, n_i – собственная концентрация носителей заряда.

Модель основана на анализе коэффициента идеальности η , получаемого экспериментально из зависимости напряжения холостого хода от скорости генерации, аналогично традиционному методу вольт-амперных характеристик. Полученное значение позволяет качественно судить о преобладании рекомбинации в областях базы и границы раздела ($n \sim 1$) или ОПЗ и объема аморфного кремния ($n \sim 2$). В случае, если $n \gg 2$, можно полагать, что рекомбинация происходит только в аморфном кремнии [4]. Таким образом, известное значение коэффициента идеальности позволяет упростить уравнение генерационно-рекомбинационного баланса (2) до двух слагаемых, рассматривая только доминирующие рекомбинационные области.

Для определения преобладающего слагаемого в суммах $R_i^0 + R_b^0$ или $R_d^0 + R_a^0$, мы предлагаем использовать температурные измерения напряжения холостого хода. Экстраполировав зависимость на ось напряжений, можно определить значение характеристической энергии, которое может соответствовать:

1. Ширине запрещенной зоны, в случае, если преобладает рекомбинация в квазинейтральной части базы кристаллического кремния или контактной разности потенциалов, в случае, если преобладает рекомбинация на границе раздела, при $n \sim 1$;
2. Ширине запрещенной зоны аморфного кремния, в случае, если преобладает рекомбинация в его объеме или ширине запрещенной зоны кристаллического кремния, в случае, если преобладает рекомбинация в ОПЗ, при $n \sim 2$.

Таким образом, предложенная модель позволяет количественно определить максимальное значение скорости рекомбинации в соответствующей области, которое наибольшим образом определяет значение общей скорости рекомбинации в гетеропереходных структурах на основе a-Si/c-Si.

Литература

- [1] Grover S, Li J V, Young D L, Stradins P, Branz H M 2013 Appl. Phys. Lett. 103 093502
- [2] Steingrube S, Brendel R, Altermatt P P 2012 Phys. Status Solidi A 209 2 390-400
- [3] Olibet S, Vallat-Sauvain E, Ballif C 2007 Phys. Rewiev B 76 035326
- [4] Kroon M A, Swaaij R A C M M 2001 Journal of Applied Physics 90 2 994-1000

ПРИМЕНЕНИЕ ИК-СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПАССИВИРУЮЩЕГО СЛОЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ФЭП НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ

С.Н. Аболмасов¹, А.А. Абрамов^{1,2}, А.В. Семенов¹, Е.И. Теруков^{1,2},
Е.В. Мальчукова², И.Н. Трапезникова²

¹Научно-исследовательский центр тонкопленочных технологий в энергетике, Санкт-Петербург

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
тел: (812) 449-1612, эл. почта: s.abolmasov@hevelsolar.com

В настоящее время гетероструктурные фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) на основе кремния демонстрируют наивысшие значения КПД ($\eta = 26.7\%$) и напряжения холостого хода ($V_{oc} \geq 740$ мВ) среди однокаскадных кремниевых ФЭП [1, 2]. Достаточная простота конструкции кремниевых гетероструктурных ФЭП и их высокий КПД делает их привлекательными для промышленного производства высокоэффективных модулей на их основе. Высококачественная поверхностная пассивация монокристаллических кремниевых пластин с помощью ультратонких (толщиной в несколько нм) слоев собственного гидронезированного аморфного кремния (a-Si:H) является одним из ключевых факторов для достижения высоких значений V_{oc} и η в таких солнечных элементах. Как правило, для изготовления кремниевых гетероструктурных ФЭП a-Si:H слои осаждаются на кремниевые пластины методом плазмохимического осаждения (PECVD) из газовой смеси силана и водорода в высокочастотном емкостном разряде. Качество поверхностной пассивации определяется как параметрами PECVD процесса, так и чистотой поверхности пластин, т.е. процессами предварительной химической обработки. Для определения скорости поверхностной рекомбинации и контроля качества поверхностной пассивации обычно используется метод затухания кривой фотопроводимости (в квазистационарном или переходном состоянии [3]). Однако, недостатком данного метода наряду с необходимостью предварительной химической обработки кремниевых пластин является тот факт, что для точного определения скорости поверхностной рекомбинации необходимо знать значение времени жизни носителей заряда в объеме пластины, которое как правило неизвестно. Для исключения его влияния на результаты измерений используют высококачественные кремниевые пластины с большим временем жизни (> 5 мс). С другой стороны, поскольку водород из-за его большой подвижности играет существенную роль в пассивации поверхностных и объемных дефектов в кремнии многие исследователи в последние два десятилетия предприняли попытки использования ИК-спектроскопии для изучения водородного содержания a-Si:H слоев и его влияния на качество поверхностной пассивации. В особенности ATR-FTIR (Attenuated Total Reflection Fourier Transform Infrared Spectroscopy) спектроскопия позволила исследовать ультратонкие a-Si:H слои в процессе их роста (in situ) [4-6]. В то время как ex situ исследования сводились к сравнительному анализу результатов ATR-FTIR спектроскопии и измерений эффективного времени жизни с использованием кремниевых пластин [7]. Целью настоящей работы является исследование возможности использования ATR-FTIR спектроскопии ультратонких a-Si:H слоев выращенных на стекле в качестве экспресс-диагностики для оптимизации пассивирующих a-Si:H слоев в высокоэффективных гетероструктурных ФЭП на основе кремния. Схематическое изображение измерительной установки для ATR-FTIR спектроскопии ультратонких a-Si:H слоев на стеклянных подложках показано на Рис. 1. В данном случае использовался ZnSe ATR-кристалл (80x10x10 мм) с углом среза 45° и Shimadzu FTIR-8400S спектрометр с DLATGS детектором. Как видно

из Рис. 1, в отличие от стандартной ИК-спектроскопии a-Si:H слоев на кремниевых подложках ATR-FTIR спектроскопия a-Si:H слоев на стекле позволяет наблюдать только stretching modes лежащие в диапазоне 1980-2030 cm^{-1} из-за большого ИК-поглощения стекла ниже 1950 cm^{-1} . В этом случае можно определить так называемый микроструктурный фактор $R^* = I_{HSM} / (I_{LSM} + I_{HSM})$, где I_{HSM} и I_{LSM} – интегральные интенсивности мод высокого и низкого растяжения, соответственно.

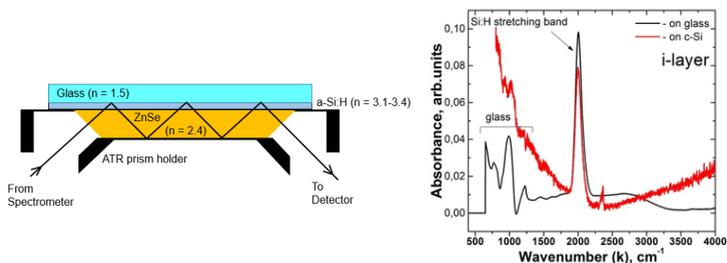


Рис. 1. (Слева) ATR-FTIR спектроскопия ультратонких (20 нм) a-Si:H слоев на стекле. (Справа) Сравнение спектров одного и того же a-Si:H слоя на стекле и кремниевой подложке полученных с помощью ATR and transmission FTIR спектроскопии, соответственно.

Таблица 1. Зависимость поверхностной пассивации, параметров кремниевых гетероструктурных ФЭП и микроструктурного фактора от водородного разбавления во время PECVD роста пассивирующих a-Si:H слоев.

Hydrogen dilution, $R=H_2/SiH_4$	Surface passivation		Parameters of SHJ solar cells				Micro-structure factor, R^*
	Effective lifetime, ms	Implied- V_{OC} , mV	I_{sc} , A	V_{OC} , mV	FF, %	η , %	
$R = 1$	1.068	717	9.207	724	75.42	20.58	0.41
$R = 5$	1.725	729	9.378	732	80.75	22.69	0.13
$R = 10$	1.208	720	9.503	725	77.38	21.82	0.20

Сравнение данных полученных для одних и тех же a-Si:H слоев выращенных при различных PECVD условиях (в данном случае при различном водородном разбавлении) с помощью установки для измерения эффективного времени жизни и ATR-FTIR спектроскопии с параметрами гетероструктурных ФЭП включающих в себя данные a-Si:H слои позволяют сделать вывод, что микроструктурный фактор может служить индикатором качества поверхностной пассивации – наибольший КПД (η) гетероструктурных ФЭП достигается при наименьшем R^* .

Литература

- [1] M.A. Green, et al. *Progress in Photovoltaics* **25** 668 (2017)
- [2] C. Battaglia, A. Cuevas, S. De Wolf *Energy and Environmental Science* **9** 1522 (2016)
- [3] R.A. Sinton, A. Guevas *Applied Physics Letters* **69** 2510 (1996)
- [4] H. Fujiwara, et al. *Physical Review B* **60** 13598 (1999)
- [5] H. Fujiwara, M. Kondo *Applied Physics Letters* 132112 (2005)
- [6] J.J.H. Gielis, et al. *Thin Solid Films* **517** 3456 (2009)
- [7] A. Descocudres, et al. *Applied Physics Letters* **99** 123506 (2011)

ТЕКСТУРИРОВАНИЕ КВАЗИМОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КРЕМНИЕВЫХ ПЛАСТИН ДЛЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

В.Н. Вербицкий^{1,2}, И.А. Няпшаев^{1,2}, Е.И. Торуков^{1,2}, А.С. Абрамов^{1,2},
Г.Г. Шелопин¹, К.В. Емцев¹

¹НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике, 194064, г. Санкт-Петербург, Политехническая улица, д.2, Россия

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

тел: +7 981 1402819, эл. почта: vnverbitskiy@mail.ru

Один из наиболее рентабельных способов увеличения эффективности фотоэлектрических преобразователей заключается в уменьшении количества отражаемого солнечного излучения, обычно достигаемого за счет формирования на поверхности кремниевой подложки рельефа, способствующего увеличению коэффициента поглощения за счет многократного отражения между элементами текстуры. На подложках монокристаллических кремниевых ФЭП, выращенных методом Чохральского, обычно формируют пирамидальную морфологию с помощью анизотропного щелочного травления. При этом пирамидальный рельеф получается за счет применения подложек с кристаллографической ориентацией (100) и определяется разной скоростью травления граней с различной плотностью упаковки атомов.

В работе проведены эксперименты по формированию пирамидальной морфологии на поверхности квазимонокристаллических пластин с монокристаллической фазой более 95%. Данные пластины выращивают методом направленной кристаллизации, и, таким образом, на поверхности могут встречаться включения с другой кристаллографической ориентацией. Проведено исследование рельефа поверхности с помощью растровой электронной микроскопии, сравнение спектров отражения и сопоставление результатов с рельефом, формируемым на стандартных монокристаллических кремниевых пластинах.

Формирование пирамид на поверхности осуществлялось с помощью обработки в разбавленном щелочном растворе КОН с добавлением промышленных поверхностно активных добавок. На рисунках приведены снимки и спектры отражения от поверхности для пластин до и после оптимизации технологии формирования рельефа. Процесс оптимизация заключался в отработке технологических режимов чистки и текстурирования, таких как: концентрация реагентов, температура, продолжительность обработки.

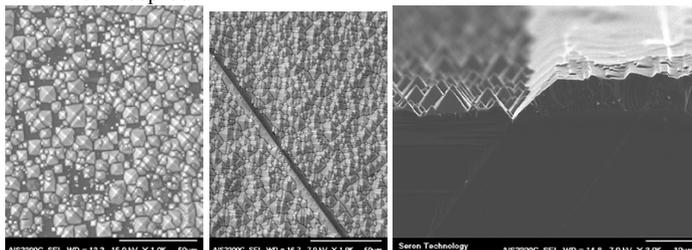


Рис. 1. Микрофотографии поверхности квазимонокристаллических пластин до (слева) и после (справа) оптимизации текстурирования, справа – снимок скола.

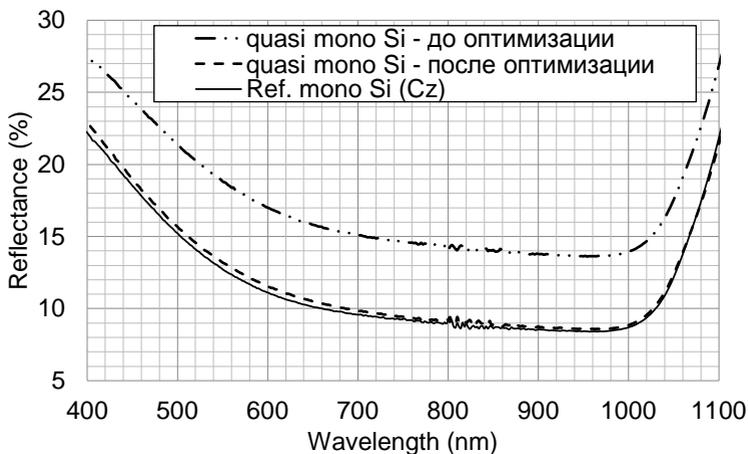


Рис.2. Спектры отражения от поверхности квазимонокристаллических пластин до и после оптимизации технологии формирования пирамидального рельефа.

На образцах квази-монокристаллических пластин могут наблюдаться возвышения рельефа с не пирамидальной текстурой, что связано с разной скоростью травления граней с различной плотностью упаковки атомов.

Наблюдается хорошее согласование спектров отражения квази-монокристаллических пластин после оптимизации технологии текстурирования с референсными образцами на основе монокристаллического кремния, где расхождения спектров отражения на длине волны 600нм и среднее для диапазона 400-1100нм составили менее 0.5%, что позволяет сделать заключение о возможности эффективного применения анизотропного жидкофазного химического травления для формирования рельефа, усиливающего поглощение солнечного излучения. А наличием областей с другой кристаллографической ориентацией, на которых коэффициент отражения может достигать уровня полированной поверхности, можно пренебречь, поскольку они составляют менее 5% поверхности подложки.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК-ПОЛУПРОВОДНИК

Н.В. Мухин¹, Г.А. Коноплев¹, К.В. Кочунов¹, М.В. Руденко², Н.В. Гапоненко²,
П.А. Холов², С.М. Завадский², Д.А. Голосов², В.В. Колос³

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ», Санкт-Петербург

²Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
Минск, Беларусь

³ОАО «Интеграл», Минск, Беларусь

тел.: (812) 234-31-60, эл. почта: kochunovk@mail.ru

В научной литературе активно обсуждаются возможности создания солнечных элементов на основе сегнетоэлектрических материалов. Представляют интерес фотоэлектрические свойства гетероструктур сегнетоэлектрик/полупроводник. Так, были продемонстрированы солнечные элементы на основе гетероконтактов PZT/ZnO [1] и PZT/CuO₂ [2]. Также ведутся исследования гетероструктур сегнетоэлектрик/полупроводник с оксидными перовскитами, не содержащими в своем составе свинец, такими как титанаты бария [3] и стронция [4].

В настоящей работе исследованы фотоэлектрические свойства тонкопленочных гетероструктур сегнетоэлектрик/полупроводник на основе гетероконтактов титанатов бария и стронция с кремнием *p*-типа. Изучены спектральные зависимости фототоков короткого замыкания, а также эффекты памяти в структурах.

Наноразмерные (от 50 до 170 нм толщиной) поликристаллические мелкозернистые (с размерами зерен от 10 до 30 нм) пленки титанатов бария и стронция были сформированы центрифугированием зольей на подложках кремния, легированных бором с последующей термообработкой. Для синтеза золя титаната бария изопропоксид титана и ацетат бария растворяли в уксусной кислоте. Исходными компонентами при синтезе титаната стронция являлись ацетат хемигидрат стронция Sr(CH₃COO)₂·1/2H₂O и тетраизопропоксид титана Ti(OCH(CH₃)₂)₄. В качестве растворителя также использовали уксусную кислоту. На сформированные пленки через теневую маску методом ионно-лучевого испарения наносили электроды Ni.

Для исследования фотоэлектрических свойств структур использовался пикоамперметр Keithley 6482 и линейка сверхъярких светодиодов, излучающих на различных длинах волн в ближней УФ, видимой и ближней ИК областях спектра.

Результаты показали, что структуры обладали нелинейными вольтамперными характеристиками и фоточувствительностью в видимой области спектра; направление и величина фототоков короткого замыкания (КЗ) в структурах Ni/BaTiO₃/*p*-Si зависели от направления и величины предварительной поляризации образцов. Структуры Ni/SrTiO₃/*p*-Si демонстрировали монополярные фототоки КЗ. Спектральная характеристика фототоков объясняется преимущественно работой слоя кремния вблизи интерфейса с сегнетоэлектриком, резкое уменьшение фотоотклика в коротковолновой части спектра обусловлено поглощением в пленке сегнетоэлектрика.

Литература

- [1] D.-F. Pan et al. *Scientific Reports*. V. 6 P. 22948 (2016)
- [2] D. Cao et al. *Nano Letters*. V. 12. Iss. 6. P. 2803–2809 (2012)
- [3] W. Wang et al. *Appl. Phys. Lett.* V. 104. P. 123901 (2014)
- [4] X. Huang et al. *Journal of Applied Physics*. V. 123. P. 084502 (2018).

РАЗРАБОТКА УСТАНОВКИ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ КОМПЛЕКСНЫХ АДМИТТАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

Аймаганбетов К.П.¹, Алдияров А.У.², Теруков Е.И.³, Алмасов Н.Ж.¹,
Токмолдин Н.С.¹, Токмолдин С.Ж.⁴

¹Физико-технический институт, Satbayev University, Алматы, Казахстан

²Казахский национальный университет имени Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

³Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁴Казахский научно-исследовательский институт механизации и электрификации сельского хозяйства, Алматы, Казахстан

При исследовании полупроводниковых структур, изготовленных в лабораторных условиях, актуальным вопросом является воспроизводимость измерений. В качестве одного из наиболее важных аспектов этой задачи выступает решение проблемы проведения электрических измерений в широком диапазоне температур, начиная от криогенных. К примеру, при проведении низкотемпературных измерений негативное влияние могут оказывать температурно-фазовые процессы, такие как конденсация и кристаллизация паров воды и иных газов, содержащихся в атмосфере, окружающей электрические контакты. Важной полупроводниковой методикой, основанной на проведении таких низкотемпературных измерений, является релаксационная спектроскопия глубоких уровней (DLTS-deep level transient spectroscopy) [1]. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней представляет собой традиционный метод исследования качества полупроводниковых материалов и структур, которая позволяет получать такие количественные характеристики исследуемых материалов, как положение глубоких уровней в запрещенной зоне, сечение захвата носителей, концентрация глубоких уровней. С другой стороны, одной из популярных методик, используемых в последние годы для исследования перспективных полупроводниковых материалов, таких как органические полупроводники и органометаллические перовскиты, является импедансная спектроскопия. Данная методика измеряет комплексное сопротивление полупроводниковых устройств и дает возможность определения их эквивалентных схем, которые характеризуют внутренние свойства материалов и границ раздела между ними.

Настоящая работа направлена на создание комплексной измерительной установки объединяющей в себе низкотемпературную криостат (с минимальной температурой около 10 К), 3-контактный универсальный держатель для образцов, систему измерения спектров DLTS (емкостной диапазон 0-1000 пФ), а также импеданс-спектрометр (для измерения сигналов в широком диапазоне от 0,1 Гц до 20 МГц).

Литература:

[1] Lang D.V. Deep level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors. *J. Appl. Phys.* vol. 45 (1974)

ЭКОНОМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ: РОЛЬ ДЕГРАДАЦИИ Li-ion НАКОПИТЕЛЕЙ

А.В. Бобыль, В.Г. Малышкин, Е.И. Тербуков

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

Эл. почта: *boby1@theory.ioffe.ru*

Неопределенность скорости деградации Li-ion аккумуляторов является основным риском для систем автономной энергетики. Сделан обзор предоставленных производителями данных деградации Li-ion аккумуляторов, отмечается неполнота и фрагментарность этих данных (см. Рис.1). Предложен основанный на производных Радона–Никодима двухстадийный (построение функции распределения вероятностей на первой стадии и усреднение наблюдаемой величины с полученной функцией распределением на второй) подход к определению распределения скоростей деградации из экспериментальных измерений [1].

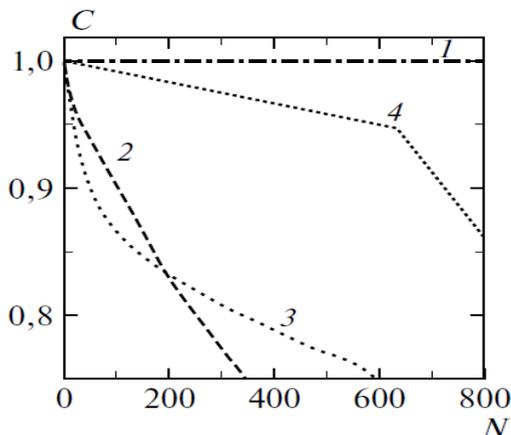


Рис. 1. Деградационные характеристики производителей: 1 – Toshiba [2]; 2 – Panasonic [3]; 3 – LG Chem [4]; 4 – интерполяция Cell A [5].

Математически задача сводится к нахождению спектра оператора. (см. Рис.2). В отличие от метода преобразования Фурье или метода наименьших квадратов в предложенном подходе не используется L2 норма, что делает его применимым даже в случае негауссовских шумов в данных. Получаемое как спектр оператора распределение скоростей деградации может быть использовано в технических и экономических приложениях. Прилагается компьютерная программа с имплементацией описываемой теории.

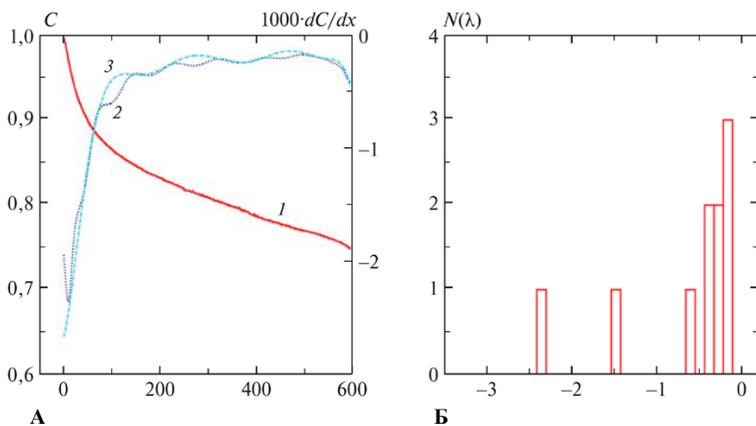


Рис. 2. А - емкость C и скорость деградации dC/dx : для – LG Chem [4]: 1 – емкость C ; 2 – скорость деградации, интерполированная методом Радона–Никодима; 3 – скорость деградации, интерполированная методом наименьших квадратов. Б - распределение скоростей деградации dC/dx .

Вопросы развития солнечной энергетики исследуются в научно-техническом и экономическом аспектах. Основными научно-техническими проблемами признаются: относительно высокая себестоимость производства, недостаточный КПД, деградация (как обычная – до нескольких процентов в год, так и катастрофическая). Не менее важны и экономические условия: доступность и условия кредита на постройку; стоимость эксплуатации и обслуживания; возможности использования выработанной энергии и самой энергоустановки (непосредственное использование энергии, продажа в электросеть, накопление в энергонакопителях, работа с ветроустановками или дизель-генераторами, продажа энергоустановки), наличие дотаций от государства [6,7].

Для оценки экономической эффективности солнечной энергоустановки исследуются денежные потоки, связанные с ее запуском и эксплуатацией. Предложена перенормируемая модель, в которой эти потоки эквивалентны потоку денег портфеля облигаций. Модель может быть использована для оценки исходной эффективности при ее запуске (прямая задача) и для определения величины текущих дотаций к тарифу на электроэнергию при ее эксплуатации (обратная задача). Эта модель необходима для анализа эффективности реализации Договоров Предоставления Мощности (ДПМ), заключаемых согласно постановлению правительства РФ 449. Обсуждаются эффекты дополнительной полезности солнечной энергетики, риски на первичном и вторичном рынках, возможные сценарии развития солнечной энергетики в России. Применение модели иллюстрируется на примерах солнечных электростанций: экспериментальной в ФТИ им. А. Ф. Иоффе и эксплуатируемой в п. Яйлю Республики Алтай.

Авторы считают, что разработанный подход является единственным, который может быть эффективно применен к данным экспериментальных измерений “релаксационного типа”, поскольку преобразование Фурье по гармоническим функциям плохо применимо к неперiodическим данным релаксационного типа, а преобразование Лапласа из-за ошибок дискретизации и ограниченности размера выборки практически неприменимо к данным экспериментальных измерений. Несмотря на идеологические различия (спектр оператора и L_2 норма), предложен-

ный метод Радона–Никодима широко применим к данным релаксационного типа, как подход Фурье применим к данным колебательного типа. Разработан программный продукт, реализующий развитую теорию [8].

Литература

[1] А. В. Бобыль, А. Г. Забродский, В. Г. Малышкин, О. В. Новикова, Е. И. Тербуков, Д. В. Агафонов. Деграция Li-ион накопителей энергии. Применение обобщенного подхода Радона–Никодима к оценке распределения скоростей деградации. Известия Академии Наук. Энергетика, № 1, с.46-58 (2018).

[2] Toshiba. The 2.9Ah SCiB. <http://www.scib.jp/en/product/cell.htm>

[3]Panasonic NCR18650B. Specification.

<https://na.industrial.panasonic.com/sites/default/pidsa/files/ncr18650b.pdf>

[4] LG Chem. 18650HG2 datasheet. <http://www.nkon.nl/sk/k/hg2.pdf>

[5] Han X. et al.// Energies. 2014. V. 7. № 8. p.4895. <http://www.mdpi.com/1996-1073/7/8/4895/htm>

[6] А. В. Бобыль, А. Г. Забродский, С. А. Кудряшов, В. Г. Малышкин, В. М. Макаров, Е. Е. Тербукова, А. Ф. Эрк. Перенормируемая модель оценки экономической эффективности солнечных электростанций. Известия Академии Наук. Энергетика, № 6, с.46-58 (2017).

[7] А.В. Бобыль, А.Г. Забродский, В.Г. Малышкин, Е.И. Тербуков, А.Ф. Эрк. Источники развития альтернативной энергетики. Технологии и технические средства производства продукции растениеводства и животноводства, № 92 с. 31-35 (2017).

[8] Bobyl A.V., Malyshkin V.G. et al. Generalized Radon–Nikodym Spectral Approach. Application to Relaxation Dynamics Study // arXiv preprint arXiv:1611.07386. 2016. <http://arxiv.org/abs/1611.07386>. Программа Electrochemistry.zip доступна <http://www.ioffe.ru/LNEPS/malyshkin/code.html>

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЕ С АНТИОТРАЖАЮЩЕЙ ПЛЕНКОЙ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ И p-n-ПЕРЕХОДОМ

В.В. Трегулов¹, А.В. Ермачихин², В.Г. Литвинов²,

¹Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, Рязань

²Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань

Тонкие пленки пористого кремния (por-Si) могут успешно использоваться в качестве антиотражающего покрытия фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) солнечной энергии с p-n-переходом и оптических датчиков [1]. В настоящее время наиболее популярным способом формирования антиотражающей пленки por-Si в ФЭП с p-n-переходом является электрохимическое анодное травление в электролите на основе HF. Длительность травления обычно не превышает 15 с при плотности тока не более 35 мА/см². Столь малое время травления обусловлено тем, что p-n-переход залегает на малой глубине (0,3 – 0,8 мкм) [1]. Прокол p-n-перехода вызывает резкое снижение кпд ФЭП за счет возрастания влияния рекомбинации с участием ловушек в области пространственного заряда p-n-перехода на процессы токопрохождения [2].

В данной работе исследованы образцы ФЭП с p⁺-p-переходом, залегающим на глубине не более 0,5 мкм, и пленкой por-Si на поверхности p⁺-области.

Исследуемые образцы изготовлены на монокристаллической кремниевой пластине p-типа с удельным сопротивлением 1 Ом·см и ориентацией поверхности (100). Поверхность подложек имела текстурированный рельеф за счет травления в водном растворе КОН. Далее, с помощью термической диффузии фосфора при температуре 1100°C в течении 10 минут формировался p⁺-p-переход с глубиной залегания 0,5 мкм. Затем на поверхности p⁺-области выращивалась пленка por-Si методом анодного электрохимического травления. Использовался электролит HF:C₂H₅OH (соотношение 1:1). Травление проводилось в гальваностатическом режиме при плотности тока 20 мА/см².

Наиболее высокое значение кпд 14,3% достигалось при времени травления 12±3 с. Дальнейшее увеличение длительности процесса травления приводило к снижению кпд, в первую очередь, за счет резкого уменьшения величины тока короткого замыкания. При этом темп снижения напряжения холостого хода был более медленным.

Полупроводниковые структуры с пленкой por-Si, сформированной при длительности травления 20 с, имели интересную особенность. На спектрах фототока I_ф, измеренного в фотодиодном режиме, наблюдалась достаточно сильная зависимость ширины полосы спектральной чувствительности от величины приложенного к структуре напряжения обратного смещения U. При увеличении U от 0 В до 1 В происходило уменьшение ширины спектральной полосы со стороны коротковолновой области (рис. 1). С дальнейшим увеличением U ширина области спектральной чувствительности переставала изменяться. Увеличение U от 0 В до 1 В приводило к росту I_ф, с дальнейшим увеличением U величина I_ф переставала возрастать.

Длинноволновая граница спектра фототока (рис. 1) практически совпадает с краем поглощения монокристаллического кремния. Таким образом, длинноволновое излучение преимущественно поглощается в монокристаллической кремниевой подложке. Коротковолновое излучение поглощается ближе к фронтальной поверхности полупроводниковой структуры, непосредственно в кремниевых кри-

сталлитах пленки por-Si и генерирует носители заряда. Часть этих носителей втягивается полем в область пространственного заряда p - n -перехода и дает вклад в $I_{\text{ф}}$. Другая часть рекомбинирует с участием ловушек на поверхности кремниевых кристаллитов. Исследование температурной зависимости вольт-амперных характеристик ФЭП на основе n^+ - p -перехода с антиотражающей пленкой por-Si показало, что при прямом и обратном смещении на механизмы токопрохождения оказывают влияние ловушки с энергиями активации, занимающими непрерывный диапазон значений [3]. Такая ситуация характерна для поверхностных состояний. Увеличение U приводит к искривлению зон в области пространственного заряда вблизи кремниевых кристаллитов. Это в свою очередь приводит к изменению характера заполнения энергетических уровней ловушек на поверхности кристаллитов и повышению вероятности рекомбинации фотогенерированных носителей. В результате происходит снижение величины $I_{\text{ф}}$ в коротковолновой области спектра.

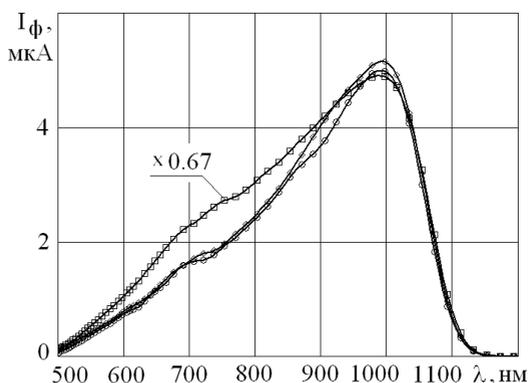


Рис. 1. Спектры фототока при разных значениях обратного напряжения смещения:

□ – 0 В; ◊ – 1 В; ○ – 2 В.

Таким образом, эффект уменьшения ширины полосы спектральной чувствительности с увеличением U при работе исследуемой полупроводниковой структуры в фотодиодном режиме может быть объяснен процессами рекомбинации фотогенерированных носителей заряда с участием ловушек на поверхности кремниевых кристаллитов в пленке por-Si . Данный эффект может быть использован для создания оптических датчиков с управляемой шириной полосы спектральной чувствительности.

Литература

- [1] Handbook of Porous Silicon / Ed. by L. Canham. Springer International Publishing, 2014. 1017 p.
- [2] В.В. Трегулов, В.Г. Литвинов, А.В. Ермачихин *Письма в ЖТФ* **21** 3 (2017)
- [3] В.В. Трегулов, В.А. Степанов, В.Г. Литвинов, А.В. Ермачихин *ЖТФ* **11** 91 (2016)

ПЕРСПЕКТИВЫ КОМБИНИРОВАННОГО ПОДХОДА К ИССЛЕДОВАНИЮ МНОГОСЛОЙНЫХ БАРЬЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР

С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, В.В. Гудзев, В.Г. Литвинов, В.Г. Мишустин
Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань
тел: (4912) 46-02-99, эл. почта: vgmish@yandex.ru

Жесткая конкуренция на рынке изделий фотовольтаики обуславливает необходимость в непрерывном улучшении технических, экономических и эксплуатационных параметров многослойных барьерных структур для фотоэлектрических преобразователей (ФЭП). Традиционно для оценки характеристик ФЭП используются такие параметры как КПД, I_{sc} , U_{oc} и др. Эти параметры характеризуют интегральные свойства конечного изделия и не позволяют в полной мере анализировать причины потерь в ФЭП и снижения их эффективности. Информация о профиле распределения электрического поля в многослойных барьерных структурах, в том числе на основе гомо- и гетеропереходов в кристаллических и неупорядоченных полупроводниках, позволяет оценить вклад отдельных слоев в процесс разделения носителей заряда, их транспорта, плотности состояний на границах раздела и в объеме полупроводниковых слоев и пр. [1].

При этом существует проблема экспериментального измерения электрических полей в многослойных барьерных структурах. Это обусловлено особенностями электрофизических свойств применяемых в ФЭП неупорядоченных полупроводниковых материалов (низкая подвижность носителей заряда, дисперсионный характер их переноса, неоднозначность используемых математических моделей), которые затрудняют измерение внутренних электрических полей и интерпретацию полученных результатов [2]. Кроме того, для определения влияния конкретных слоев на формирование ОПЗ ФЭП необходимо изготавливать отдельные тестовые структуры, что много усложняет процесс экспериментального исследования.

Альтернативой экспериментальным измерениям является численное моделирование распределения электрических полей. Для этого можно использовать различные специализированные программные продукты, наибольшее распространение среди которых получили PC1D, AMPS-1D и AFORS-HET. Однако, математический аппарат, заложенный в алгоритмы работы этих программ не учитывает особенности генерации, рекомбинации, транспорта носителей заряда, разрывы энергетических зон на границах кристаллический/неупорядоченный полупроводник, а также влияние границ раздела многослойных структур на эти процессы. Наиболее адаптированным к многослойным структурам в этом отношении является ПО AFORS-HET, которое специально разработано для моделирования гетеропереходных барьерных структур. Кроме параметров кристаллических и неупорядоченных полупроводников это ПО позволяет учитывать особенности процессов транспорта через границы раздела. Также в нем предусмотрена возможность учета квантово-размерных эффектов на границе раздела, хотя в настоящее время это пока не реализовано. Однако, ПО AFORS-HET не учитывает ряд нюансов, связанных с наличием буферных слоев в многослойных структурах.

Таким образом, как экспериментальное исследование, так и численное моделирование электрических полей в многослойных барьерных структурах является нетривиальной задачей. Необходимо учитывать квантово-размерные эффекты на границах раздела различных слоев, существенную разницу электрофизических характеристик полупроводниковых материалов, влияние глубоких локализован-

ных состояний в некристаллических полупроводниках и поверхностных состояний на границах раздела.

Для решения данной проблемы предлагается комбинированный подход к исследованию многослойных барьерных полупроводниковых микро- и наноструктур на основе совместного использования реального физического эксперимента и обработки полученных результатов с применением методов математического моделирования.

Для реализации данной концепции предлагается динамическая модель физических процессов, происходящих в многослойных барьерных структурах при одновременном воздействии оптического возбуждения и электрического поля. Она основывается на базовых уравнениях физики полупроводников, разработанные для кристаллических полупроводников, физики неупорядоченных полупроводников, а также на теоретических и экспериментальных результатах, полученные коллективом авторов в предыдущих работах при исследовании одиночных и многослойных барьерных структур [3-5]. Например, на рисунке 1 представлен фрагмент зонной диаграммы НГТ-структуры, полученный по результатам анализа измерений ВАХ, ВФХ, РСГУ, спектроскопии адмиттанса и переходных процессов [3].

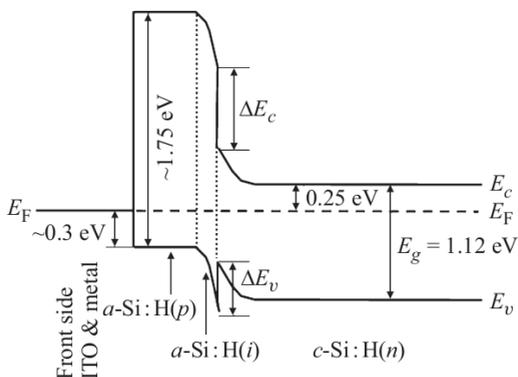


Рис. 1. Фрагмент зонной диаграммы гетероструктуры $a\text{-Si:H}(p)/a\text{-Si:H}(i)/c\text{-Si}(n)$: E_g – ширина запрещенной зоны (щели подвижности), ΔE_c , ΔE_v – разрывы зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице

Кроме того, модель многослойной барьерной структуры дополнена за счет самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона для учета квантово-размерных эффектов на границах раздела, учета влияния локализованных состояний в щели подвижности неупорядоченных полупроводников и глубоких уровней в запрещенной зоне кристаллических полупроводников на формирование потенциального рельефа и транспорт носителей заряда в многослойной структуре.

Новый математический аппарат позволяет моделировать процессы генерации, разделения и транспорта носителей заряда через многослойную барьерную структуру с учетом дисперсионного характера переноса носителей, квантово-механических эффектов на границах раздела различных слоев и потерь за счет захвата и рекомбинации на глубоких локализованных состояниях. С его помощью в работе [4] получена ВАХ двухкаскадного тонкопленочного ФЭП на основе $a\text{-SiC:H}$ и $a\text{-Si:H}$, которая практически полностью совпадает с экспериментальными результатами (рисунок 2).

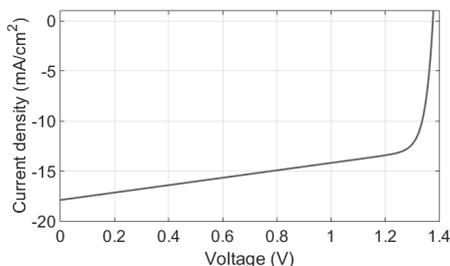


Рис. 2. ВАХ двухкаскадного ФЭП на основе a-SiC:H и a-Si:H

Экспериментальные измерения распределения электрических полей по толщине многослойной барьерной структуры проводятся на измерительно-аналитическом комплексе, структурная схема которого представлена на рисунке 3. Он обладает следующими характеристиками: длительность исследуемых переходных процессов – до 100 нс; чувствительность измерений по напряжению до – 50 мВ; чувствительность измерений по току – до 50 пА. Автоматизация процессов измерения позволяет получать большие массивы экспериментальных данных, которые анализируются с учетом результатов, полученных для тестовых однослойных и многослойных барьерных структур.

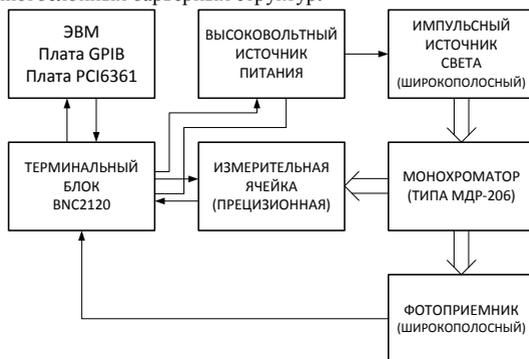


Рис. 3. Структурная схема макета экспериментально-измерительного комплекса

Литература

- [1] Д.В. Алмазов, С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, О.И. Коньков, А.Д. Маслов, В.Г. Мишустин *AMS 2016, С.-Петербург* 238 (2016)
- [2] С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, А.А. Маслов, В.Г. Мишустин *ФТП* 36 433 (2002)
- [3] С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, В.В. Гудзев, А.В. Ермачихин, Д.В. Жилина, В.Г. Литвинов, А.Д. Маслов, В.Г. Мишустин, Е.И. Теруков, А.С. Титов *ФТП* 52 787 (2018)
- [4] D.S. Kusakin, V.G. Mishustin, A.V. Piryugin, S.P. Vikhrov *MECO 2017, Bar, Montenegro* 287 (2017)
- [5] N.V. Vishnyakov, S.P. Vikhrov, V.G. Mishustin, D.V. Almazov, V.G. Litvinov, V.V. Gudzev *J. of nanoelectronics and optoelectronics* 9 773 (2014)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОВОЛНОВОДОВ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

Г.А. Зарецкая, М.И. Мартынов, А.В. Дроздовский

СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург

тел: (812) 234-9983, эл. почта: shishmacova@gmail.com

Предложен метод определения свойств материалов микроволноводов, изготовленных из нитрида кремния. Метод основан на экспериментальном определении коэффициентов передачи волноводов различной ширины и последующем подборе декрементов затухания материалов системы по аналитической теории, полученной путем прямого решения уравнений Максвелла с учетом собственных потерь материалов.

Одной из важнейших характеристик оптических микроволноводов, помимо дисперсии, являются собственные потери, возникающие при распространении электромагнитной волны. Поскольку в диэлектрических волноводах часть электромагнитной волны распространяется внутри волновода, а часть в окружающем волновод пространстве, то собственные потери определяются потерями материалов, из которых изготовлена волноведущая структура. При этом одной из важнейших проблем изготовления оптических волноведущих структур является повторяемость технологических процессов и равномерность осаждаемых покрытий. Поэтому становится важным определить качество получаемых материалов без использования дополнительных элементов-свидетелей или технологических процессов. Целью данной работы является разработка метода определения оптических свойств материалов микроволноводов, изготовленных из нитрида кремния в едином технологическом цикле.

Предложенный метод оценки оптических свойств материалов заключается в том, что в ходе технологического процесса, одновременно с остальными интегральными оптическими устройствами, изготавливается серия микроволноводов прямоугольного поперечного сечения различной ширины. Далее экспериментальным путем исследуются значения коэффициентов передачи после чего определяются декременты затухания волноводов.

На следующем этапе по аналитической теории потерь, коротко представленной ниже, производится определение значений декрементов затухания материалов волновода и окружающего его пространства таким образом, чтобы получаемая зависимость декремента затухания от ширины микроволноводов проходила через все значения декрементов затухания волноводов, полученные экспериментальным путем.

Аналитическая теория потерь электромагнитных волн в прямоугольном диэлектрическом волноводе основана на теории приближенного модового анализа, предложенной в работе [1]. Теория базируется на совместном решении уравнений Максвелла и материальных уравнений с учетом собственных потерь материалов, из которых изготовлен волновод и окружающее его пространство. В ходе полученного решения можно выделить четыре случая, каждый из которых описывает определённый набор мод, распространявшихся в прямоугольном волноводе вдоль оси z . Дисперсионное уравнение для низшей моды $E_x^{(1)}$ выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} k_{1x}\alpha_{13} \operatorname{ctg}(a \cdot k_{1x}) - k_{1y}\alpha_{12} \operatorname{tg}(b \cdot k_{1y}) + ((\varepsilon_1 - \varepsilon_2)k_0^2 - k_{1x}^2 - k_{1y}^2) = 0 \\ k_{1x}\alpha_{13} \operatorname{tg}(a \cdot k_{1x}) - k_{1y}\alpha_{12} \operatorname{ctg}(b \cdot k_{1y}) - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} ((\varepsilon_1 - \varepsilon_2)k_0^2 - k_{1x}^2 - k_{1y}^2) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

где $\alpha_{12} = ik_{2y} = \sqrt{k_0^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - k_{1y}^2}$; $\alpha_{13} = ik_{3x} = \sqrt{k_0^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - k_{1x}^2}$; k_{1x} и k_{1y} – поперечные волновые числа внутри волновода; ε_1 и ε_2 – комплексные диэлектрические проницаемости материала волновода и окружающего его пространства, соответственно; a и b – ширина и высота поперечного сечения микроволновода. В свою очередь, постоянная распространения в волноводе имеет следующий вид:

$$\gamma = \beta - i\alpha = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_1 \mu_0 - k_{1x}^2 - k_{1y}^2}, \quad (2)$$

откуда декремент затухания по мощности, выраженный в дБ/м, определяется следующим образом:

$$\alpha_{P_{dB}} = 20 \cdot \log(e^{-\alpha}). \quad (3)$$

Проверка адекватности предложенного метода определения оптических свойств материалов производилась на образцах диэлектрических микроволноводных структур Si/SiO₂/Si₃N₄/SiO₂. Было изготовлено два комплекта волноводов с шириной 1, 1,5 и 2 мкм с толщинами слоев нитрида кремния 0,63 и 0,704 мкм. Для определенности будем называть комплекты «структура №1» и «структура №2».

На рисунке 1 приведены результаты сопоставления теоретических и экспериментальных зависимостей декремента затухания от ширины волновода для двух рассмотренных планарных волноведущих структур. Из рисунков видно качественное и количественное совпадение характеристик. По результатам моделирования значения декремента затухания для Si₃N₄ в структурах №1 и №2 составили 2,5 дБ/см и 3 дБ/см, для SiO₂ – 4,9 дБ/см и 4,4 дБ/см, соответственно.

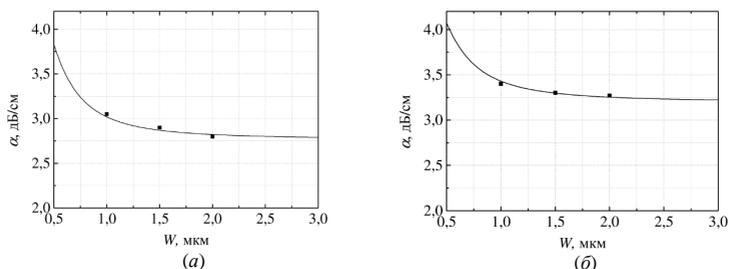


Рис. 1 Сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей декремента затухания от ширины микроволноводов в структурах №1 (а) и №2 (б).

Литература

[1] V. J. Menon, S. Bhattacharjee, K. K. Dey *Optics communications* **85(5-6)** p.393-396 (1991)

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО НИТРИДА КРЕМНИЯ, ОБОГАЩЕННОГО КРЕМНИЕМ, В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ

А.Кукин¹, С.Аболмасов¹, А.Абрамов¹, Е.Мальчукова², Е.Теруков^{1, 2}

¹ ООО «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике», Санкт-Петербург

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

тел: (812) 449 16 12 (доб. 202). эл. почта: e.terukov@hevelsolar.com

Нитрид кремния активно применяется в кремниевой фотонике[1], MEMS[2]и террагерцовой электронике. Он используется в качестве материала для оптических микроволноводов. Одним из преимуществ нитрида кремния являются низкие нелинейные потери, что позволяет использовать проявляемые им нелинейные эффекты [1,3]. Нелинейные оптические эффекты проявляются интенсивнее в нитриде кремния, обогащенном кремнием[4]. Этот материал можно получить методом плазмохимического осаждения из газовой фазы.

Целью данной работы была разработка кольцевого оптического резонатора на основе нитрида кремния с высоким содержанием кремния. На первом этапе были проведены работы по исследованию влияния параметров плазмохимического осаждения на свойства обогащенного кремнием нитрида кремния. Для этого были изготовлены слои нестехиометрического нитрида кремния с различным содержанием кремния. В качестве подложек использовались пластины кремния р-типа $\langle 100 \rangle$ с термическим оксидом толщиной 2 мкм. Содержание кремния в пленках регулировалось путем изменения потока аммиака в составе процессного газа, содержание азота при этом не изменялось. На Рис.1 приведена зависимость коэффициента преломления от соотношения потоков силана и аммиака. Соотношение изменялось путем изменения потока аммиака (при этом остальные параметры оставались фиксированными). Как видно из зависимости, при обогащении кремнием возможно получение пленок со значением коэффициента преломления от 2 до более чем 3. Увеличение потока азота смещает всю кривую вниз.

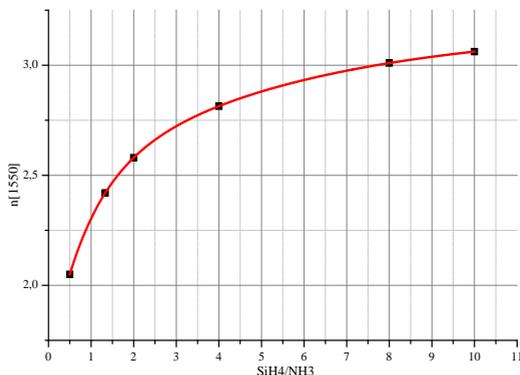


Рис. 1. Зависимость коэффициента преломления нитрида кремния на длине волны 1550 нм от соотношения силана и аммиака в процессном газе при соотношении силана и азота 20/100.

В ходе работы было выявлено, что нитрид кремния с высоким содержанием кремния обладает низкой адгезией к подложке. Во время хранения образцы с нанесенными толстыми слоями нитрида кремния высоким содержанием кремния (~700 нм, расчетная толщина, необходимая для изготовления волновода) отслаивались от подложки. Для устранения этой проблемы на интерфейсе между подложкой и пленкой формировался переходный слой из нескольких тонких слоев нитрида кремния с различным содержанием кремния. Применение переходных слоев позволило решить проблему адгезии.

На основании полученных данных и данных, приведенных в [3], сделано предположение о соотношении содержания азота и кремния в полученных образцах (см. Рис.2).

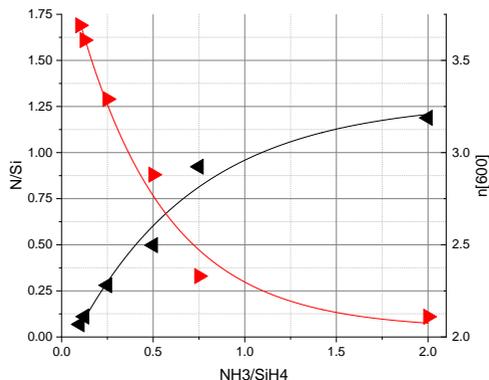


Рис. 2. Расчет соотношения содержания азота и кремния в полученных образцах, на основании данных, приведенных в [3].

Таким образом, в ходе проделанной работы была определена зависимость коэффициента преломления на длине волны 1550 нм от соотношения потоков силана и аммиака, выведена предположительная зависимость содержания азота и кремния в составе пленки от соотношения силана и аммиака и решена проблема адгезии нитрида кремния с высоким содержанием кремния за счет введения промежуточных слоев. На следующем этапе планируется изготовление оптических микроволноводов.

Работа финансировалась по Программе фундаментальных исследований Президиума РАН «НАНОСТРУКТУРЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, БИОЛОГИЯ, ОСНОВЫ ТЕХНОЛОГИЙ»

Литература

- [1] A.Gondarenko, J.S.Levy, M.Lipson *Opt. Express* **17** 11366 (2009)
- [2] M.W.Pruessner et al. *Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng.* **10108** 1 (2017)
- [3] T. Dominguez Bucio et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* IOP Publishing **50** (2017)
- [4] C. Lacava C. et al. *Sci. Rep. Springer US* **7** 22 (2017)

ТЕХНОЛОГИЯ И ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК, ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ И ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР НА ИХ ОСНОВЕ

Л.Б. Матюшкин¹, В.А. Мошников¹

¹СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург

тел.: (812) 234-31-64, эл. почта: leva.matyushkin@gmail.com

Доклад посвящен получению и исследованию коллоидных квантовых точек, плазмонных наночастиц и гибридных структур на их основе. В рамках единого технологического подхода разработана и реализована технология получения монодисперсных нанокристаллов коллоидных квантовых точек халькогенидов металлов, галогенидов свинца-цезия и плазмонных наночастиц на основе серебра.

Предложены и реализованы автоматизированные экспериментальные макеты для 1) синтеза наночастиц в потоке несмешивающихся жидкостей [1], 2) осаждения слоев наночастиц из коллоидных растворов [2], 3) оптического анализа процессов синтеза наночастиц и осаждения слоев наночастиц при помощи измерения индикатрис светорассеяния [3].

В физико-химическом отношении рассмотрены особенности коллоидного синтеза нанокристаллов перовскитов тройных соединений $CsPbX_3$ ($X = Cl, Br, I$) и твердых растворов на их основе, получивших широкую известность после работы научной группы М.В.Коваленко [4]. Используется представление об определяющей роли анионного октаэдрического комплекса $[PbX_6]$ [5]. Данный подход позволяет объяснить экспериментальный факт того, что люминесцентные наночастицы $CsPbBr_3$ обладают повышенной радиационной стойкостью в сравнении с промышленно синтезируемыми наночастицами $CdSe/ZnS$ [6].

Использование наночастиц Ag диаметром 20 нм с оболочкой SiO_2 толщиной 25 нм позволило достигнуть повышения интенсивности фотолюминесценции слоя $CdSe/ZnS$ более, чем в 8 раз в сравнении с тем же слоем без плазмонных наночастиц [7]. Многократное плазмонное усиление с меньшими коэффициентами усиления также продемонстрировано для коллоидных квантовых точек PbS и CdS [8].

Литература

- [1] Л.Б. Матюшкин, О.А. Рыжов, О.А. Александрова, В.А. Мошников *ФТП* **50** 859 (2016)
- [2] А.А. Reshetnikova, L.B.Matyushkin, A.O. Andronov et al. *Journ. of Phys.: Conf. Ser.* **917** 052023 (2017)
- [3] Л.Б. Матюшкин, О.А. Александрова, В.А. Мошников *Физика и химия стекла* **3** 311 (2017)
- [4] L. Protesescu, Yakunin S., Bodnarchuk M.I. et al. *Nano letters* **15** 3692 (2015)
- [5] Л.Б. Матюшкин, В.А. Мошников *ФТП* **51** 1387 (2017)
- [6] Л.Б. Матюшкин, Н.М. Романов *Оптический журнал* **85** 72 (2018)
- [7] Л.Б. Матюшкин, А.Перцова, В.А.Мошников *Письма в ЖТФ* **44** 35 (2018)
- [8] L. Matyushkin, A. Percova *Journ. of Phys.: Conf. Ser.* **929** 012091 (2017)

THE GROWTH OF SILVER BASED ILLUMINATED LAYER FOR SOLAR CELLS WITH NOVEL METHOD

Vagif Nevruzoglu¹, Sidar Aktepe¹, Gökürk Öztürk¹, Derya Bal Altuntaş¹, Murat Tomakin²

¹Recep Tayyip Erdoğan University, Faculty of Engineering, Rize, Turkey

²Recep Tayyip Erdoğan University, Faculty of Arts and Sciences, Rize, Turkey

e-mail: vagif.nevruzoglu@erdogan.edu.tr

In this study, nano-sized silver (Ag) layers were deposited by vacuum evaporation method in partially closed environment on the surface of the glass substrate in 300 K-100 K temperature ranges within 25 K steps. The Scanning Electron Microscopy (SEM) micrographs of the samples showed that the soliton growth mechanism expected from the cold substrate method was performed after the 200 K substrate temperature. In the temperature range of 300 K-175 K, the surface of the substrate was covered with islets in different sizes (31-19 nm) while in the 200 K-125 K soliton region the substrates were coated with equal sized (10-12 nm) Ag particles. At 100 K, it was seen that the growth mechanisms of islet and soliton on the surface of the substrate were realized together. The optical transmittance spectra of the samples showed that the Ag layer produced at 200 K for 20 seconds had higher optical properties. The protective glass surfaces of Si-based solar cells substrate temperature at 200 K were coated with Ag layers at different times (0, 5, 10, 15, 20, 25 and 30 seconds) and the effect of solar cell on the photovoltaic values was investigated. It was observed that 20 seconds Ag layer from the measurements of the photo current density caused a 24.65 % increase in the efficiency of the solar cell in respect to wavelength. The increase in efficiency was due to the surface plasmon resonance (SPR) event in Ag nano clusters.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ ОТ ЛИНЕЙНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА В ПЕЧАТНОЙ ПЛАТЕ ИЗ АЛЮМИНИЯ С АНОДНЫМ ОКСИДОМ АЛЮМИНИЯ

Н.В. Лушпа¹, И.А. Врублевский¹, Е.В. Чернякова¹, Е.Н. Муратова²,
В.А. Мошников²

¹ Белорусский Государственный Университет Информатики и Радиоэлектроники, Минск

² Санкт-Петербургский Государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург

тел: (812) 234-31-64, эл. почта: Sokolovaeknik@yandex.ru

Для оптимального применения алюминиевых печатных плат в устройствах с высоким тепловыделением необходимо знать реальную форму тепловых потоков в объеме платы, которые генерируются полупроводниковыми элементами на ее поверхности. Одним из методов, используемых для регистрации температуры на поверхности печатных плат, являются оптические и, в частности, тепловизионные методы [1-2]. С их помощью можно визуализировать процессы изменения температуры во времени на поверхности платы и затем оценить ее тепловые характеристики. Достоинством применения такого метода является относительная простота подготовки эксперимента и возможность регистрации профиля распределения температуры на большой площади. В данной работе представлены результаты исследований распространения тепловых потоков в объеме платы из алюминия с нанопористым оксидом алюминия с использованием тепловизионных измерений.

В исследованиях использовались образцы печатных плат из алюминия со слоем нанопористого оксида алюминия, на поверхности которых размещался линейный элемент нагрева для имитации мгновенного линейного источника теплоты. В конструкции платы углеродная нить на основе вискозной технической нити применялась в качестве элемента нагрева. После инициирования работы нагревательного элемента проводилась съемка термограмм лицевой и нижней поверхности платы из алюминия с нанопористым оксидом алюминия с интервалом в 5 с. Данные по распределению температур для двух поверхностей платы в месте расположения теплового источника для различных стадий нагрева использовались для определения скорости распространения теплового потока в направлении, перпендикулярном линии элемента нагрева.

Показано, что для исследований тепловых потоков в печатной плате из алюминия в качестве мгновенного линейного источника теплоты может быть использован линейный нагревательный элемент из углеродной нити. Установлено, что в случае печатной платы из алюминия со слоем нанопористого оксида алюминия форма конуса тепловой трубы с началом в точке на линейном источнике тепла для направления перпендикулярного линии элемента нагрева характеризуется расширением по направлению к нижней стороне платы, что приводит к снижению теплового сопротивления.

Работа выполнена при финансовой поддержке белорусско-сербского проекта №Ф18СРБГ-003.

Литература

[1] E. Muratova, V. Moshnikov, V. Luchinin, A. Bobkova, I.Vrublevsky, K. Chernyakova and E. Terukov *Technical physics* **63** p.1626–1628 (2018)

[2] I.Vrublevsky, K. Chernyakova, V. Videkov and A. Tuchkovsky *Nanoscience & Nanotechnology* **16** p 42–43 (2016)

Секция F.

ОКСИДЫ

ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ, ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И СТРУКТУРА МОСVD ПОКРЫТИЙ НАНОНИТЕВИДНОГО КРЕМНИЯ ОКСИДАМИ ОЛОВА

Паринова Е.В.¹, Сиваков В.², Чувенкова О.А.¹, Коюда Д.А.¹, Шлэйзенер А.², Овсянников Р.³, Марченко Д.³, Пислярук А.К.¹, Чумаков Р.Г.⁴, Турищев С.Ю.¹

¹Воронежский государственный университет, Воронеж

²Лейбниц Институт Фотонных Технологий, Йена, Германия

³Гельмгольц Центр Берлин, Берлин, Германия

⁴НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия

тел: (473) 2208-363, эл. почта: parinova@phys.vsu.ru

Массивы нитевидного нанокристаллического кремния являются перспективными материалами для широкого ряда приложений современной наноэлектроники. Эти объекты характеризуются чрезвычайно развитой поверхностью, функционализация которой является одним из возможных способов применения нитевидного кремния (НК). Поэтому знания об атомном и электронном строении композитных наноструктур, формируемых при функционализации НК, являются крайне востребованными. Массивы НК были получены методом металл - ассистированного жидкофазного химического травления (MAWCE - Metal Assisted Wet Chemical Etching). Массивы кристаллических нитей формировались униформно, имели несколько микрометров в длину при сечении около 100 нм. Далее сформированные массивы покрывались оксидом олова методом осаждения из металл-органических соединения в газовой фазе (MOCVD – metal organic chemical vapor deposition). Сформированные композитные структуры были изучены при помощи комплекса методов рентгеноэлектронной спектроскопии, чувствительных к локальному окружению атомов заданного сорта и физико-химическому состоянию поверхности (фотоэлектронная спектроскопия, фотоэмиссионная спектромикроскопия и др). Использовался функционал синхротронных центров BESSY II Гельмгольц Центра Берлин и НИЦ "Курчатовский институт". Показана возможность успешного совмещения покрытий MOCVD оксидов олова с массивами нитевидного кремния. Данное совмещение приводит к образованию сплошных наногранулированных слоев композитного состава системы олово-кислород, покрывающих отдельные кремниевые нанонити. При этом формирование структуры MOCVD оксид олова / НК не сопровождается наполнением пор и изменением в физико-химическом состоянии поверхности нитевидного кремния. Формируемое мультифазное покрытие состоит из нанокристаллов со структурой "ядро-оболочка" и содержит оксиды SnO, SnO_{2-x} и SnO₂, а также металлическое олово в небольших количествах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-72-10287). Авторы выражают благодарность директору и администрации Гельмгольц Центра Берлин, а также координаторам российско-германского канала синхротрона BESSY II Гельмгольц Центра Берлин, источника синхротронного излучения НИЦ "Курчатовский институт".

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРЕМНИЙ-ГЕРМАНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ В МАТРИЦЕ SiO₂

А.В. Белолипецкий, М.О. Нестоклон, И.Н. Ясневич

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
тел: (812) 2926132 эл. почта: alexey.belolipetskiy@mail.ioffe.ru

Возможность создания полупроводника Si_{1-x}Ge_x в виде слоя на подложке кремния с той же кристаллической структурой, что кремний и возможность изменять при этом содержание Ge в широком пределе от x=0 (чистый кремний) до x=1 (чистый германий) широко используется в современной электронике. Эта технология открывает возможность создания материалов с различной зонной структурой, меняющейся от объемного кремния до германия. Важной особенностью Si_{1-x}Ge_x является высокая подвижность носителей заряда в нем и удобная, хорошо разработанная технология получения. Эти свойства позволяют использовать Si_{1-x}Ge_x для создания целого ряда электронных устройств: высокоподвижных транзисторов, длинноволновых инфракрасных детекторов, солнечных элементов на основе SiGe p-i-n.

Применение кремния и германия в оптоэлектронике ограничено фундаментальной особенностью их зонной структуры – непрямоzonностью: экстремумы зоны проводимости находятся вблизи края зоны Бриллюэна, а вершина валентной зоны – в центре. В нанокристаллах размером несколько нанометров электроны и дырки локализованы и уже не обладают определённым импульсом (квазиимпульсом) вследствие соотношения неопределённости Гейзенберга, что стимулировало бурное развитие технологии, экспериментальных и теоретических работ по изучению оптических явлений в кремниевых и германиевых наноструктурах. Фотолюминесценция Si_{1-x}Ge_x нанокристаллов с x в интервале от 0 до 1 и диаметром 4-5 нм была изучена в работе [1].

Недавно группа вьетнамских учёных приступила к развитию технологии и изучению SiGe нанокристаллов внедрённых в матрицу SiO₂ [2,3]

В данной работе было проведено моделирование электронных состояний Si_{1-x}Ge_x нанокристаллов в матрице SiO₂ эмпирическим методом сильной связи. При моделировании кристаллов Si_{1-x}Ge_x использовалось приближение виртуального кристалла [4]. Параметры сильной связи для Si_{1-x}Ge подбирались таким образом, чтобы энергетическая щель для объёмного материала соответствовала [5]. На рис. 1 показана зависимость энергетической щели и разрыва валентной зоны от размера нанокристалла. SiGe нанокристаллы обычно растут в матрице аморфного SiO₂. Среди полиморфных модификаций SiO₂ есть модификация с кубической решёткой — β-квисталит. Поскольку и германий и кремний имеют ку-

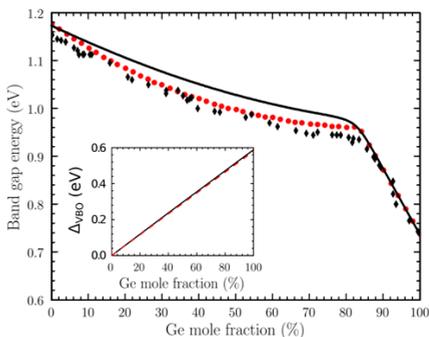


Рис. 1. Зависимость энергии запрещённой зоны объёмного материала от доли германия. Сплошная чёрная кривая – наш результат, точки – данные из работы [5]. На вставке показана зависимость скачка валентной зоны при переходе от кремния к Si_{1-x}Ge_x от доли германия.

бическую решётку — вблизи границы нанокристалл/матрица аморфная матрица будет стремиться к кубической решётке. В этой работе мы используем параметры для матрицы SiO_2 , соответствующие β -кристаллиту, следуя [6].

При моделировании были получены энергии основного и возбуждённых уровней, а также соответствующие им волновые функции для нанокристаллов разного диаметра и состава. На рис. 2 показаны зависимости энергий запрещённой зоны для нанокристаллов разного состава от диаметра нанокристалла.

Полученное распределение электронной плотности в реальном и k -пространствах показывает, что для горячих электронов, локализованных в нанокристаллах, существуют состояния с той же энергией в аморфной матрице. При поглощении света с большой энергией кванта фотовозбуждённые горячие электроны могут переходить в матрицу за счёт туннелирования, а затем захватываться в соседний нанокристалл.

Работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ № 18-52-54002.

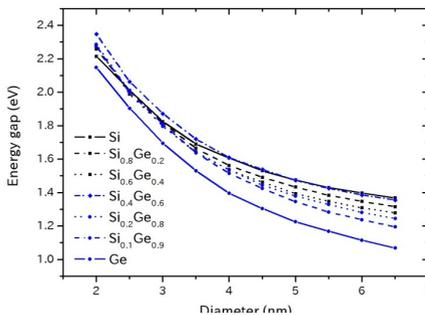


Рис. 2. Зависимость энергии запрещённой зоны от диаметра нанокристалла для нанокристаллов разного состава.

Литература

- [1] S. Takeoka, K. Tshikiyo, M. Fujii, S. Hayashi, and K. Yamamoto. *Phys. Rev. B*, **61** (23), 15 988 (2000)
- [2] Ngo Ngoc Ha, Nguyen Truong Giang, Truong Thi Thanh Thuy, et al. *Nanotechnology* **26**, 375701 (2015)
- [3] Ngo Ngoc Ha, Nguyen Truong Giang, Tran Ngoc Khiem, et al. *Phys. Status Solidi RRL* **10** (11), 824 (2016)
- [4] M.O. Nestoklon, A.N. Poddubny, P. Voisin, K. Dohnalova. *J. Phys. Chem. C*, **120** (33), 18901 (2016)
- [5] Y.M. Niquet, D. Rideau, C. Tavernier, H. Jaouen, X. Blase. *Phys. Rev. B*, **79**, 245201 (2009)
- [6] A.В. Белопицкий, М.О. Нестоклон, И.Н. Ясиевич. *ФТП*, **52** (10), (2018)

ХАРАКТЕРИСТИКИ ncl-Si И МАТРИЦЫ a-SiO_x, ОСАЖДЕННЫХ НА КАТОДЕ И ВБЛИЗИ АНОДА МАГНЕТРОНА С ПОМОЩЬЮ МОДУЛИРОВАННОЙ ПО ВРЕМЕНИ ДС-ПЛАЗМЫ

Ю.К. Ундалов, Е.И. Теруков, И.Н. Трапезникова

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

эл. почта: undalov@mail.ioffe.ru

Модуляция ДС-плазмы осуществлялась путем многократного ($n = 180$) выключения и включения катушки магнита магнетрона на время t_{off} и t_{on} $t_{off}/t_{on} = 10/15$ с, соответственно [1]. Возникающее кратковременное значительное увеличение тока и магнитного поля катушки за счет эффекта самоиндукции приводит к усилению диссоциации SiH₄ и O₂. За счет этого в плазме увеличивается концентрация ncl-Si и ионов O₂⁻ и O₂⁺². Ионы кислорода прилипают к наночастицам, что сопровождается усилением потока ncl-Si к катоду и в сторону анода. Проведенные нами исследования матрицы a-SiO_x с помощью ИК-спектроскопии и ncl-Si с помощью фотолюминесценции показали следующее: при относительно малых концентрациях кислорода (CO₂ = 13.5 мол. %) в газовой смеси {(20 % SiH₄ + 80 % Ar) + O₂} пленки, полученные на катоде и на подложкодержателе вблизи анода, имеют разную толщину и практически одинаковую концентрацию мостикового кислорода. Согласно ИК-спектрам толщина пленок на подложкодержателе вблизи анода несколько превышает таковую на катоде. Причем, положение всех колебательных мод в ИК-спектрах практически совпадают. Противоположная ситуация наблюдается при отсутствии силана в газовой смеси даже при относительно большом значении CO₂ = 22.5 мол. %. В то же время, увеличение CO₂ до 23 мол. % в присутствии SiH₄ приводит к практически совпадающим ИК-спектрам пленок на катоде и на подложкодержателе. Наблюдаемое можно объяснить тем, что в газовой смеси {(20 % SiH₄ + 80 % Ar) + O₂} в плазменном пространстве независимо от значения CO₂ образуется примерно одинаковое количество ncl-Si (при прочих равных условиях). Ионы кислорода идут как на формирование матрицы, так и прилипает к наночастицам. Видимо, при относительно малых CO₂ наночастицы составляют значительную конкуренцию аморфной матрице по части присоединения отрицательно заряженных ионов кислорода O₂⁻. В пользу выше изложенного говорит то, что в противоположность пленкам, осажденным в газовой среде с силаном и с малым CO₂ = 13.5 мол. %, толщина пленок, осажденных в отсутствие силана (т. е. в отсутствие ncl-Si в плазменном пространстве), на катоде несколько превышает таковую на подложкодержателе (согласно ИК-спектру). Сильное влияние большой концентрации кислорода (CO₂ = 23 мол. %) в газовой смеси на структуру аморфной матрицы a-SiO_x проявляется, например, в появлении в ИК-спектре локальной атомной группировки HSi-Si₃-xO_x высоко частотного “плеча” ($\omega^{S(HF)}_{Si-O} \approx 1120$ см⁻¹) главной полосы поглощения [1].

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) подтверждают сказанное: интенсивность ФЛ наночастиц (I_{PL}^{ncl-Si}), содержащихся в пленках и осажденных на подложкодержателе, превышает I_{PL}^{ncl-Si} пленок на катоде. Более того, спектры ФЛ показывают, что пленки на подложкодержателе содержат более мелкие наночастицы ($d \leq 5$ нм), чем пленки на катоде.

Литература

[1] Ю.К. Ундалов, Е.И. Теруков, О.Б. Гусев И.Н. Трапезникова *ФТП* **50** 538 (2016)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ ОКСИДА ЦИНКА

А.Р.Семенов¹, Т.А. Холомина¹, В.Г.Литвинов¹, М.В.Голованова¹, А.В.Ермачихин¹

¹Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань

тел.: +7 951 109 3776, эл. почта: sem-a-sem@mail.ru

Проведено моделирование высокочастотных C-V-характеристик гетероструктур на основе оксида цинка, определена связь поверхностного потенциала в полупроводнике и приложенного к структуре напряжения и проведён более точный расчёт плотности поверхностных состояний. Исследовано влияние технологии отжига и материала контактов на характеристики структур.

В последние годы оксид цинка представляет большой интерес при создании микроэлектромеханических систем и тонкоплёночных оптоэлектронных устройств, работающих в видимом и ультрафиолетовом диапазоне [1]. Данный материал распространён в природе и представляет интерес как прямозонный полупроводник с большой (3,36 эВ) шириной запрещённой зоны. Нелегированный материал обладает электронным типом проводимости в сочетании с хорошими оптическими свойствами и устойчивостью к воздействию излучения [2]. Изучение характеристик подобных структур является актуальной задачей [3,4].

В настоящей работе проводился анализ и сравнение параметров полупроводниковых гетероструктур, представляющих собой плёнки оксида цинка, выращенные на n+ кремниевой подложке с нанесёнными на их поверхности невыпрямляющими контактами In и выпрямляющими контактами Au. Измерения проводились с помощью RLC-метра Agilent E4980A.

Вольт-фарадные характеристики образцов соответствовали зависимостям для структур типа металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) (Рисунок 1). Сопоставление измеренных вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик с теоретической моделью идеальной МДП-структуры позволило сделать выводы о наличии значительной концентрации поверхностных состояний на границе ZnO/n-Si.

На рисунке 2 показана связь поверхностного потенциала в кремнии и приложенного к структуре напряжения. На рисунке 3 приведена зависимость плотности поверхностных состояний на границе ZnO/n-Si от поверхностного потенциала в кремнии.

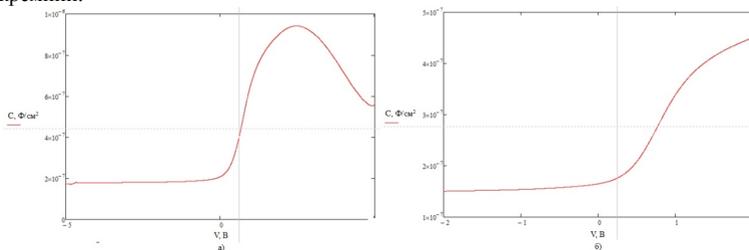


Рис. 1 – Вольт-фарадные характеристики структуры Me/ZnO/n-Si при измерении для выпрямляющего (а) невыпрямляющего (б) контактов

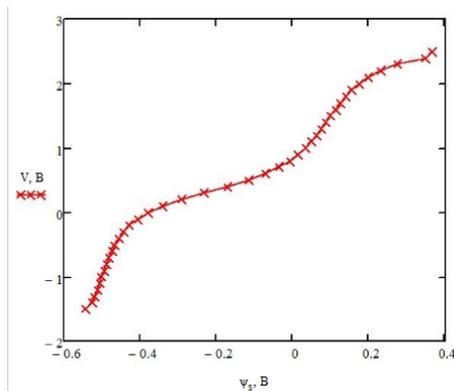


Рис. 2 – Связь поверхностного потенциала в кремнии и приложенного к структуре напряжения

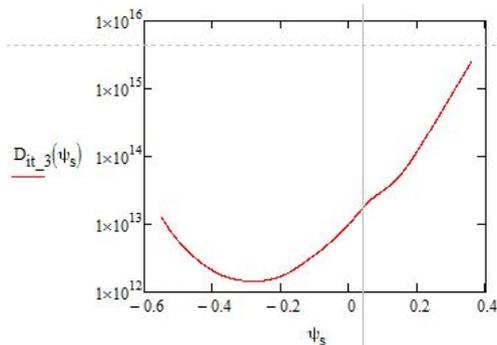


Рис. 3 – Зависимость плотности поверхностных состояний на границе ZnO/n-Si от поверхностного потенциала в кремнии

В настоящей работе проведено развитие математической модели, используемой при расчёте высокочастотных C-V-характеристик гетероструктур на основе оксида цинка, зависимости поверхностного потенциала в кремнии от приложенного к структуре напряжения и проведён более точный расчёт плотности поверхностных состояний.

Литература

- [1] E. Kaidashev et al. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, № 22, p. 3901–3903 (2003)
- [2] L. Pintilie, I. Pintilie *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 80, № 1–3, p. 388–391 (2001)
- [3] D. Gromov, A. Koz'min, A. Shulyat'ev, S. Polomoshnov, D. Bogolyubova, S. Shamaev *Semiconductors*, vol. 47, № 13, p. 1687–1691 (2013)
- [4] S. Gavrilov, D. Gromov, S. Dubkov, M. Nazarkin, M. Silibin, S. Timoshenkov, A. Koz'min, A. Shulyat'ev *Russian Microelectronics* vol. 43, № 7. p. 491–495 (2014)

ОСОБЕННОСТИ АТОМНОГО И ЭЛЕКТРОННОГО СТРОЕНИЯ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР $a\text{-Si/ZrO}_2$ И $a\text{-SiO}_x/\text{ZrO}_2$

Д.А. Кояда¹, С.Ю. Турищев¹, В.А. Терехов¹, Е.В. Паринаова¹, А.В. Ершов²,
Б.Л. Агапов¹, Т.В. Куликова¹, Е.Н. Зинченко¹, Р. Овсянников³, Э.П. Домашевская¹

¹Воронежский государственный университет, Воронеж

²Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород

³Helmholtz-Zentrum Berlin, Берлин

тел: (473) 2208-363, эл. почта: koyuda@phys.vsu.ru

В работе изучены вопросы эволюции атомного, электронного строения и состава, а также эффективности контролируемого формирования массивов кремниевых наночастиц на основе детальных исследований многослойных нанопериодических структур (МНС) двух типов: $a\text{-Si/ZrO}_2$ и $a\text{-SiO}_x/\text{ZrO}_2$. Такие системы являются перспективными объектами с точки зрения формирования массивов кремниевых нанокристаллов с видимой фотолюминесценцией при комнатной температуре. С применением синхротронных методов XANES (спектроскопия ближней тонкой структуры краев рентгеновского поглощения) и XPS (рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия) на установках класса "мегасайенс" (синхротроны BESSYII Гельмгольц Центра Берлин и SRC Университета Висконсин-Мэдисон) проведены исследования структур обоих типов. Дополнительные исследования состава, структуры и свойств были проведены методами рентгеновской дифракции, атомно-силовой и растровой электронной микроскопии.

В структурах, отожженных в интервале температур 500-900 С, отмечено вероятное образование нанокластеров Si. Установлено наличие субоксида кремния в слоях $a\text{-Si}$ наноструктур $a\text{-Si/ZrO}_2$, природа которого связана с присутствием кислорода в остаточной атмосфере уже на этапе формирования. В целом, в структурах типа $a\text{-SiO}_x/\text{ZrO}_2$ и $a\text{-Si/ZrO}_2$ после термической обработки при 1100 С показано возможное формирование нанокристаллов Si, для которых характерна интенсивная размернозависимая фотолюминесценция. В то же время под действием максимально высокой температуры отжига 1100 С в МНС происходят существенные изменения. В структурах $a\text{-SiO}_x/\text{ZrO}_2$ наблюдается буквальное «отщелкивание» верхнего закрывающего слоя ZrO_2 . При этой температуре в структурах $a\text{-Si/ZrO}_2$ вероятно заметное разрушение многослойной структуры, что сопровождается доокислением $a\text{-Si}$ и формированием силицида циркония. Исследования выполнены при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (в рамках государственного задания ВУзам в сфере научной деятельности на 2017–2020 гг. – проект № 16.8158.2017/8.9.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ ПРИ ДАВЛЕНИИ ДО 50 ГПа

Я.Ю. Волкова, К.Р. Шерматов, Д.К. Кузнецов, Е.А. Киселев

Уральский федеральный университет, Екатеринбург

тел.: (343)261-74-41, факс: (343)350-74-01, эл. почта: yana.volkova@urfu.ru

В работе исследовались полное электрическое сопротивление и термоэдс диоксида циркония при давлении до 30 ГПа и комнатной температуре.

Измерения электрических свойств проводились в камере высокого давления с алмазными наковальнями из синтетических поликристаллических алмазов «карбонадо», которые хорошо проводят электрический ток и могут быть использованы в качестве контактов к образцу [1].

Порошкообразный образец ZrO_2 был получен в институте общей и неорганической химии НАН Беларуси.

Аттестация кристаллической структуры образца проводилась на дифрактометре XRD-7000 Maxima. Поликристаллический образец сканировали в интервале углов $10-100^\circ$ с шагом 0.04° по 2θ и выдержкой 1.6 секунд. Полученная дифрактограмма (рис.1.) была проанализирована по методу Ритвельда и соответствует моноклинной структуре образца.

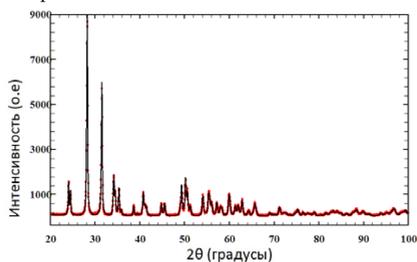


Рис.1. Дифрактограмма поликристаллического образца ZrO_2

Микроструктура образца была исследована с помощью электронного микроскопа AURIGA CrossBeam (рис.2). По снимку видно, что средний размер зерен поликристаллического диоксида циркония составляет около 50 – 100 нм.

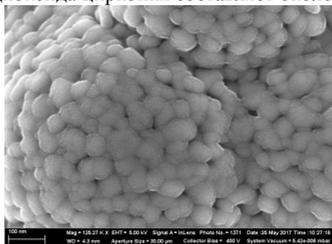


Рис.2. Изображения поликристаллического порошка диоксида циркония

Частотные зависимости импеданса диоксида циркония при атмосферном давлении (0 ГПа) и давлении 23 ГПа (рис. 3) хорошо аппроксимируются полукругностью с центром, лежащим на оси абсцисс.

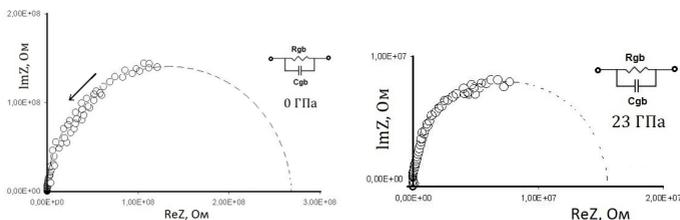


Рис.3. Модификация годографов импеданса ZrO_2 при давлениях 0 и 23 ГПа

Эквивалентная схема, использованная для аппроксимации годографов, представляет собой параллельное соединение резистора и конденсатора (R_{gb} , C_{gb}) характеризующие сопротивление и емкость межзеренной границы исследуемого образца.

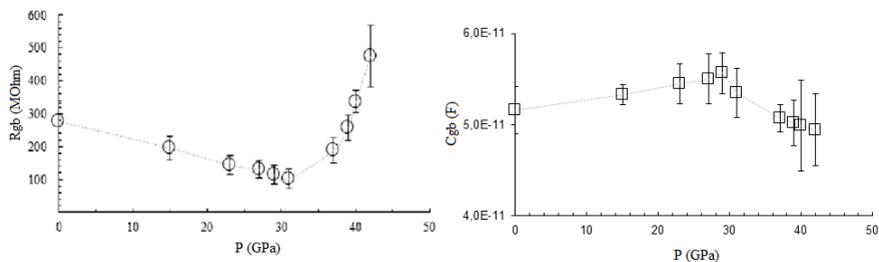


Рис.4. Барические зависимости сопротивления (слева) и емкости (справа) межзеренной границы поликристаллического образца диоксида циркония

Как видно из рис. 4, при давлении выше 30 ГПа в образце наблюдается значительное увеличение сопротивления и уменьшения емкости межзеренных границ. Можно предположить, что уменьшение емкости границ при увеличении давления на образец может косвенным образом свидетельствовать об уменьшении их площади, и соответственно увеличении размера зерен вследствие барической фрагментации.

Анализ барических зависимостей термоЭДС показал, что электропроводность образца в исследуемом диапазоне давлений определяется дырками. При этом на барической зависимости при давлении порядка 30 ГПа наблюдается резкое уменьшение значения термоЭДС.

Такое поведение электрических характеристик может быть связано со структурным переходом ZrO_2 из моноклинной в орторомбическую структуру.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-02-01137 и 16-02-00857).

Литература

- [1] Л.Ф. Верещагин, Е.Н. Яковлев и др., *Письма в ЖЭТФ* **16**, 240 (1972)
- [2] Leger J. M. Pressure-induced structural phase transitions in zirconia under high pressure. *Phys. Rev.*, v. 47., № 21, 14075-14083 (2003)

СОСТАВ И ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ КОМПОЗИТНЫХ НАНОСТРУКТУР НИКЕЛЬ-ПОРИСТЫЙ ОКСИД КРЕМНИЯ НА КРЕМНИИ

Паринова Е.В.¹, Коюда Д.А.¹, Овсянников Р.², Федотов А.К.³, Федотова Ю.А.³,
Стрельцов Е.А.³, Турищев С.Ю.¹

¹Воронежский государственный университет, Воронеж

²Гельмгольц Центр Берлин, Берлин, Германия

³Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

тел: (473) 2208-363, эл. почта: parinova@phys.vsu.ru

Субмикронные и наноразмерные частицы, внедренные в диэлектрическую матрицу и проявляющие магнитные свойства, представляют собой перспективные материалы для создания устройств микро- и нанoeлектроники и спинтроники нового поколения. Устройства на их основе могут, например, быть основой для разработки и создания матриц детектирования распределения магнитных полей в пространстве (магнитной томографии). Данные объекты также активно изучаются как перспективные материалы для устройств записи и хранения информации, высокочувствительных химических сенсоров и т.д.. Для изучения свойств массивов частиц магнитного материала, в нашем случае никеля, в матрице пористого SiO₂ необходимы неразрушающие методы, позволяющие получить информацию не только о морфологии получаемых наногетероструктур, но и дающие представления о локальном окружении атомов металла, кремния и кислорода в поверхностных слоях и на границах раздела фаз. Такими методами являются методы рентгеновской спектроскопии и электронной микроскопии. Целью данной работы являлась характеристика методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и спектроскопии ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (X-ray Absorption Near Edge Structure – XANES) массивов субмикронных столбиков Ni, сформированных трекинговым методом при электрохимическом осаждении металла из раствора NiSO₄ в поры субмикронного диаметра подготовленной диэлектрической матрицы диоксида кремния на подложке кристаллического кремния. Диэлектрическая матрица была получена химическим травлением термически выращенной пленки SiO₂ толщиной 1 мкм, облученной высокоэнергетическими ионами золота (380 МэВ) с целью формирования в ней треков после пролета ионов. Синхротронный метод XANES был реализован с использованием ресурсов установки класса "мегасайенс" BESSY II Гельмгольц Центра Берлин в двух режимах: поверхностной чувствительности при регистрации полного выхода электронов TEY (Total Electron Yield), чувствительности к глубоким слоям образцов при регистрации выхода флуоресцентных квантов FY (Fluorescence Yield).

Методами РЭМ показано, что поры в матрице SiO₂, сформированные химическим травлением латентных треков, полученных при прохождении через оксид ионов высокой энергии, эффективно заполняются осадком никеля, который принимает форму усеченных конусов (по форме протравленных латентных треков). В зависимости от условий электрохимического осаждения и технологических условий получения пор (флюенс ионов, время травления оксида) удаётся формировать как частично заполненные металлом поры, так и полностью заполненные или даже переполненные. В последнем случае на поверхности оксидной матрицы наблюдается формирование «грибообразных шляпок» никеля с размерами, превышающими диаметр пор. Столбики металла формируются как одиночно, так и группами, а при большой плотности пор могут образовывать островковые структуры субмикронного размера на поверхности оксидной пленки.

Детальное изучение локального окружения атомов никеля, кремния и кислорода синхротронным методом XANES показало отсутствие существенных взаимодействий на поверхности и в приповерхностных слоях между атомами металла и матрицы (подложки). Окисление столбиков никеля в целом происходит незначительно, несмотря на длительное время их контакта с кислородом воздуха. Лишь при максимальной плотности столбиков, как результат сочетания максимального флюенса ионов и времени травления оксидной матрицы, на твердотельной гетерогранице кремний/никель на дне пор высока вероятность формирования силицида никеля Ni_2Si . Роль образования силицида следует учитывать не только при изучении зарядового транспорта в таких гетероструктурах, но и при объяснении наблюдавшихся ранее эффектов гигантского магнитосопротивления.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ (проект №18-32-01046 мол_а) и при частичной поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках государственного задания ВУЗам в сфере научной деятельности на 2017–2020 гг. – проект № 16.8158.2017/8.9. Авторы работы выражают благодарность Директору и администрации Гельмгольц Центра Берлин, а также Координаторам Российско-Германской лаборатории и каналов синхротрона BESSY II Гельмгольц Центра Берлин.

ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЕНОК ZrO_2 РЕАКТИВНЫМ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ С СОПУТСТВУЮЩЕЙ ИОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКОЙ

Р.А. Писарев, П.Н. Крылов, Р.М. Закирова, И.В. Федотова

ФГБОУ ВО «Удмуртский государственный университет», Ижевск
тел. (3412) 916-133, эл. почта: ft@udsu.ru

Оксиды металлов занимают одно из ведущих мест среди веществ, используемых в тонкоплёночной технологии, так как они обладают высоким показателем преломления, не поглощают излучение в широком спектральном диапазоне, имеют высокую лучевую прочность, повышенную адгезию к подложке, высокую механическую и химическую стойкости [1]. Одним из таких оксидов является диоксид циркония. В виде тонкой пленки, диоксид циркония применяется в качестве теплозащитных покрытий, где устойчивость к высоким температурам и коррозионная стойкость имеют решающее значение [2]. Оксид циркония относится к high-k диэлектрикам, которые в настоящее время являются одними из наиболее перспективных материалов для элементной базы микро- и нанoeлектроники [3].

В последнее время все большее внимание уделяется развитию метода получения покрытий магнетронным распылением материалов в реакционной среде [4]. Распыление в реакционной среде встречает ряд трудностей, например, образование диэлектрических слоев на электродах установок, что приводит к искрению и возникновению дугового разряда на мишени (катоде) и эффекту "исчезающего анода", непрерывно изменяются характеристики магнетронного разряда и давление реакционного газа. Целью данной работы являлось исследование возможности применения сопутствующей ионно-лучевой обработки для устранения этих недостатков на примере напыления пленок ZrO_2 .

Пленки диоксида циркония были получены с помощью модернизированной установки типа УРМ методом реактивного магнетронного распыления на постоянном токе с сопутствующей ионно-лучевой обработкой.

Температура конденсации поддерживалась 200 °С. В качестве подложек использовали стекло, кварц, ситалл и сколы кристалла соли (NaCl). Ток сопутствующей ионной обработки составлял 10, 20, 30, 40, 50 mA, мощность магнетронного разряда – 0.47 кВт. Распыление мишени из циркония проводили в аргоно-кислородной среде ($Ar:O_2 = 82:8\%$) при суммарном давлении $0.42 \cdot 10^{-2}$ Па. Получение пленок ZrO_2 без сопутствующей ионно-лучевой обработки при аналогичных технологических условиях не удавалось из-за нестабильности магнетронного разряда.

Фазовый состав экспериментальных пленок оксида циркония исследовали рентгенографически на автоматизированном рентгеновском дифрактометре ДРОН-3.0 в монохроматизированном Fe-K α -излучении. Полученные пленки представлены моноклинной модификацией диоксида циркония (JCPDS, карточка № 36-420). Анализ электронограмм (просвечивающий электронный микроскоп ЭМ-125К) подтвердил данные рентгенофазового анализа.

Спектры пропускания (рис. 1) и отражения (спектрофотометр СФ-56, интервал длин волн $\lambda = 190 - 1110$ нм) имели осциллирующий характер, обусловленный интерференционными явлениями, что, согласно [5], свидетельствует о высоком структурном совершенстве тонких пленок.

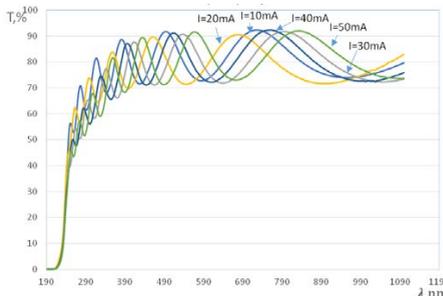


Рис. 1. Спектры пропускания пленок ZrO_2 при разных токах сопутствующей ионно-лучевой обработки

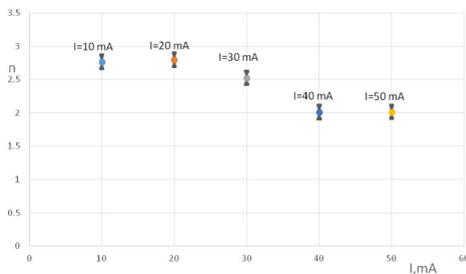


Рис. 2. Показатель преломления пленок ZrO_2 в зависимости от тока сопутствующей ионно-лучевой обработки

показали наличие одной фазы ZrO_2 моноклинной сингонии.

Показатель преломления пленок ZrO_2 , полученных методом магнетронного напыления на постоянном токе с сопутствующей ионно-лучевой обработкой, монотонно уменьшается от 2.76 до 2.01 с увеличением тока ионного источника.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания № 16.7592.2017/БЧ.

Литература

- [1] Б.Н. Сенюк *Электрон. журн.* **3** 9 (2014)
- [2] ИнфоМайн. *Обзор рынка диоксида циркония в СНГ и прогноз его развития в условиях финансового кризиса* (Москва) 14 с. (2009)
- [3] В.Н. Кручинин, В.Ш. Алиев, А.К. Герасимова, В.А. Гриценко, И.П. Просвирин, С.В. Рыхлицкий. *INTERMATIC*. 295 (2017)
- [4] О.Д. Вольпян, А.И. Кузьмичев *Прикладная физика* **3** 34 (2008)
- [5] В.В. Брус, М.Н. Солован, Э.В. Майструк, И.П. Козьярский, П.Д. Марьянчук, К.С. Ульяновский, J. Rappich *ФТП* **56** (10) 1886 (2014)

Показатель преломления n_L пленок оксида циркония (рис. 2), определенный методом конвертных кривых [5], в зависимости от тока ионно-лучевой обработки уменьшается по мере увеличения тока ионно-лучевой обработки. Можно предположить, что изменяется стехиометрия полученных пленок. Это согласуется с результатами работы [3], где показано, что при изменении состава пленок ZrO_x ($1.43 < x < 1.98$) показатель преломления изменяется от 2.487 до 2.131.

На примере осаждения пленок ZrO_2 показано, что применение сопутствующей ионно-лучевой обработки способствует поддержанию стабильности характеристик магнетронного разряда на постоянном токе при нанесении диэлектрических пленок в реакционной среде.

Влияние сопутствующей ионно-лучевой обработки на структуру не обнаружено. Рентгенофазовый анализ и электронная микродифракция

ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ОКСИДНЫХ ФАЗ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК SIPOS

В. А. Терехов, К. А. Барков, А. В. Коновалов, С. А. Ивков, Ю. Л. Фоменко, О. Е. Локтионова, Д. Н. Нестеров, Э. П. Домашевская

Воронежский государственный университет, Воронеж

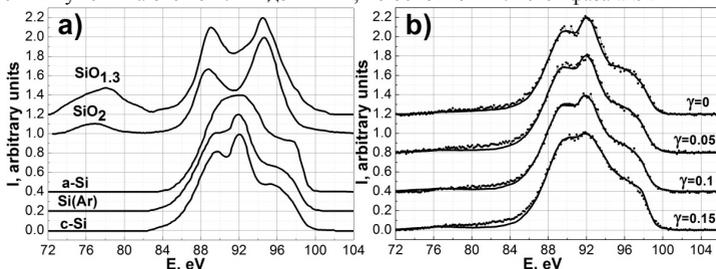
тел: (8473) 220-8363, эл. почта: barkov@phys.vsu.ru

Использование пленок полуизолирующего кремния типа SIPOS (Semi-Insulating Polycrystalline Oxygen-doped Silicon) в качестве пассивирующих покрытий полупроводниковых приборов и интегральных схем позволяет исключить образование паразитных каналов, и повысить пробивные напряжения высоковольтных приборов, так как в них отсутствует, характерный для пленок диоксида кремния, эффект захвата горячих носителей, образующихся в процессе лавинного пробоя [1]. Однако современная информация о влиянии содержания оксидных фаз в пленках SIPOS на их электрические свойства противоречива, что затрудняет поиск оптимального режима формирования данных пленок.

Исследуемые пленки SIPOS осаждали на окисленные кремниевые подложки ($d_{\text{SiO}_2}=100$ нм) из газовой фазы моносилана SiH_4 с добавлением закиси азота N_2O при пониженном давлении ($P=0.15$ мм.рт.ст.) и температуре 635 °С. В процессе формирования пленок соотношение объемного потока закиси азота к потоку моносилана $\gamma=\text{N}_2\text{O}/\text{SiH}_4$ варьировалось от 0 до 0.15. Толщина полученных пленок SIPOS составляла ~ 300 нм [2]. Фазовый состав пленок SIPOS определялся стандартными методами рентгеновской дифракции и ПЭМ, а также методом ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии (УМРЭС) [3], который позволяет устанавливать наличие и соотношение аморфных фаз a-Si и a-SiO_x, а также кристаллического c-Si (Рис.1-а).

Согласно данным УМРЭС, рентгеновский эмиссионный Si L2.3 спектр (Рис.1-б) пленки SIPOS с $\gamma=0$, полученной химическим осаждением моносилана без добавления N_2O , практически полностью совпадает со спектром кристаллического кремния c-Si (Рис.1-а). Однако в Si L2.3 спектре пленки SIPOS с $\gamma=0$ провал между характерными для c-Si максимумами плотности электронных состояний при $E=89,5$ эВ и 92 эВ немного «замывается», что обусловлено вкладом в полученный спектр пленки SIPOS с $\gamma=0$ спектра аморфного кремния a-Si, который находится на границах кристаллитов Si. По данным рентгеновской дифракции и ПЭМ средний размер кристаллитов Si в пленке SIPOS с $\gamma=0$ составляет ~ 50 нм. При добавлении в технологический реактор N_2O в соотношениях $\gamma=\text{N}_2\text{O}/\text{SiH}_4=0.05$ и 0.1 провал между указанными максимумами в Si L2.3 спектрах пленок SIPOS «замывается» еще сильнее (Рис.1-б). При дальнейшем увеличении γ до 0.15 Si L2.3 спектр пленки SIPOS становится похожим на спектр a-Si (Рис.1-б), однако в нем еще наблюдается максимум при 92 эВ, соответствующий c-Si, что говорит о присутствии в данной пленке некоторого количества кристаллического Si. Кроме того относительная интенсивность Si L2.3 спектров пленок SIPOS с $\gamma \geq 0.05$ в области $94-96$ эВ является завышенной по сравнению с c-Si и a-Si, что связано с присутствием фазы оксида кремния, Si L2.3 спектр которого имеет максимум при $h\nu \approx 94.5$ эВ (Рис.1-а). Ввиду сложности рентгеновских эмиссионных спектров пленок SIPOS, для более точного определения их фазового состава по данным УМРЭС согласно методике, описанной в работе [4], проводится компьютерное моделирование экспериментальных спектров, результаты которого приведены в таблице. Результаты комплексных исследований фазового состава пленок SIPOS показывают, что с ростом соотношения $\gamma=\text{N}_2\text{O}/\text{SiH}_4$ от 0.05 до 0.15 вклад суббок-

сидной фазы α -SiO_x увеличивается от 20 до 35 мол.%, а размеры нанокристаллов кремния уменьшаются от 7-12 до 1-2 нм, но основной является фаза α -Si.



Соотношение $\gamma=N_2O/SiH_4$	c-Si	Si(Ar)	a-Si	SiO _{0.47}	Пор.
$\gamma=0$	80 %	-	20 %	-	5%
$\gamma=0.05$	30 %	50 %	-	20 %	
$\gamma=0.1$	-	70 %	-	30 %	
$\gamma=0.15$	-	25 %	40 %	35 %	

Рис.1. Рентгеновские эмиссионные Si L2.3 спектры: (а) – в кристаллическом кремнии c-Si, в кремнии после большой дозы имплантации ионами аргона «кремний на пороге аморфизации» Si(Ar), в пленке аморфного кремния a-Si, в диоксиде кремния SiO₂ и нестехиометрическом оксиде кремния SiO_{1.3}. (б) – в пленках SIPOS с различным $\gamma=N_2O/SiH_4$; (экспериментальные спектры изображены точками; смоделированные спектры изображены сплошной линией).

Измерения ВАХ пленок SIPOS проводились на постоянном токе в диапазоне напряжений от -5 В до +5 В на пленках SIPOS с нанесенными на их поверхность алюминиевыми контактами различной площади: 0.03, 0.02, 0.01 и 0.005 см² с помощью усилителя тока KEITHLEY-427, коэффициент усиления которого можно изменять в диапазоне 10⁴ - 10¹¹. Вольт-амперные характеристики всех пленок SIPOS с нанесенными на них Al контактами являются линейными. Рассчитанные по ВАХ, значения сопротивления составляют ~5.5 ГОм для пленки SIPOS с $\gamma=0$ и ~190 ГОм для пленки SIPOS с $\gamma=0.15$, при этом измеренное сопротивление пленок SIPOS линейно зависит от содержания в пленках субоксидов кремния (Рис.2), определенного по данным УМРЭС. Однако полученные значения R пленок SIPOS сильно завышены по сравнению с литературными данными [1], особенно в поликристаллической пленке SIPOS с $\gamma=0$, вероятно в данном случае большой вклад в измеренное R вносит сопротивление контакта Al-SIPOS.

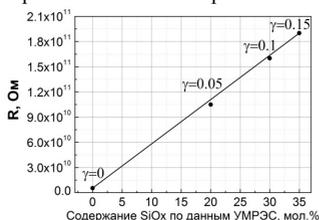


Рис.2. Зависимость сопротивления пленок SIPOS с различным γ от содержания субоксидов кремния α -SiO_x. Значения R определены по ВАХ, полученных на Al контактах с сечением 0.03 см².

Литература

- [1] Т. Matsushita et. al *IEEE Transactions on electron devices* **V. ED-23** (1976) 826
- [2] Э.П. Домашевская и др. *Поверхность* **Т.12** (2015) 24-3.
- [3] Т.М. Зимкина, В.А. Фомичев *Ультрамягкая рентгеновская спектроскопия* (Изд-во Ленинградского университета) 132 с. (1971)
- [4] V.A. Terekhov et. al. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **V.114-116** (2001) P. 895

ВЛИЯНИЕ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА ПЛЕНОК ОКСИДА ИНДИЯ-ОЛОВА НА ПАРАМЕТРЫ ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ФЭП НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ

И.А. Няпшаев^{1,3}, П.А. Ишмуратов², Д.А. Андроников^{1,3}, В.С. Левицкий¹, Е.Е. Терукова¹, С.Н. Аболмасов¹, К.В. Емцев¹, А.С. Абрамов^{1,3}, Е.И. Теруков^{1,3}.

¹ООО «НТЦ ТПТ»

²ООО «Хевел»

³Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

тел.: (812) 449-1612 доб.233, эл. почта: i.nyapshaev@hevelsolar.com

Важную функцию в тоско собирающей системе НТТ солнечного элемента несут фронтальные и тыльные контакты. В НТТ технологии в качестве фронтального и тыльного контакта используют плёнку оксида индия-олова (ITO), которая также выполняет функцию просветления. Использование ITO в качестве прозрачных проводящих электродов, является практически безальтернативным, см. например [1]. Такой популярностью данный материал пользуется из-за трех главных его свойств: высокой прозрачности в видимой области спектра, почти металлической проводимости и относительно простой технологией получения в виде тонкой пленки. Для получения тонких пленок оксида индия-олова чаще всего применяется метод магнетронного реактивного распыления мишени ITO, в качестве реактивного газа применяется кислород, который должен улучшать оптические свойства получаемых пленок. Важным технологическим параметром процесса магнетронного распыления является стехиометрический состав используемой мишени ITO. Состав мишени определяется массовым соотношением оксида индия In_2O_3 к оксиду олова SnO_2 . Оксид олова используется как легирующая добавка и является донором свободных электронов. То есть увеличение содержания SnO_2 в составе мишени приводит к улучшению электрических свойств осаждаемых пленок, но при этом оптические свойства ухудшаются [2].

В работе были проведены исследования электрических и оптических свойств пленок ITO, осажденных на стекла из мишеней разного стехиометрического состава, в зависимости от потока кислорода, см. Рис.1.

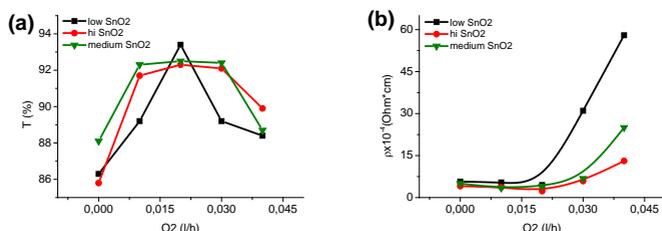


Рис.1. Зависимость оптических (а) и электрических (б) параметров ITO пленок, полученных с использованием мишеней разного стехиометрического состава, от потока кислорода

Как видно из Рис.1а, кривые оптического пропускания имеют явно выраженный максимум при определенном соотношении потоков аргона к кислороду, положение которого практически не зависит от стехиометрии, используемой ITO мишени. Наибольшее пропускание имеют слои ITO, полученные при потоке кислорода равным 0.02 л/ч (что соответствует соотношению потока аргона к кислороду – 40) для всех исследуемых мишеней. При этом мишень с низким содержа-

нием оксида олова (low SnO_2) имеет более выраженный максимум и наилучшее оптическое пропускание – более 93%. С увеличением потока кислорода происходит ухудшение электрических свойств осаждаемых пленок, см. Рис.1b. Как и ожидалось мишень с высоким содержанием SnO_2 (hi SnO_2) имеет наименьшее пропускание и наименьшее поверхностное сопротивление, см. Рис.1a, b. При использовании мишени с умеренным содержанием SnO_2 получаются пленки со средними (по сравнению с двумя другими мишенями) контрольными параметрами. То есть для фронтального контакта НТТ ФЭП самым оптимальным прозрачным проводящим электродом являются пленки ИТО, напыленные из мишени ИТО с низким содержанием SnO_2 , так как они имеют максимальную прозрачность, а для тыльного – пленки ИТО, полученные из мишени с высоким содержанием SnO_2 , так как они имеют максимальную электрическую проводимость.

Так же в работе были проведены сравнительные тесты по использованию различных комбинаций мишеней ИТО с высоким и низким содержанием SnO_2 для осаждения фронтального и тыльного прозрачного проводящего контакта непосредственно на НТТ ячейки, полученные результаты представлены на Рис.2.

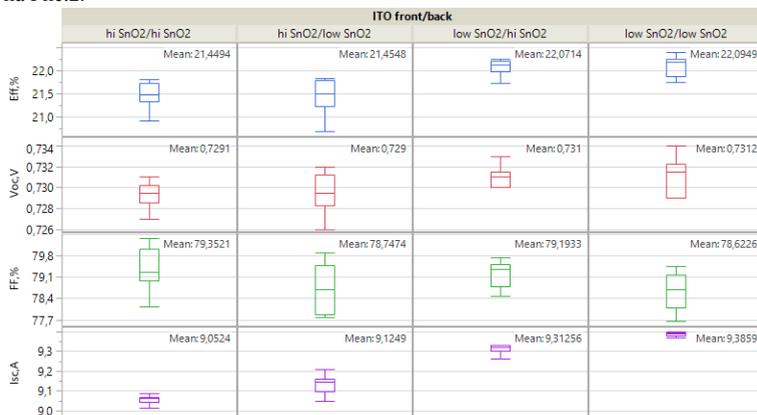


Рис.2. Результаты тестов по использованию различных комбинаций мишеней состава 97:3 и 90:10.

Как видно из Рис.2 лучшую эффективность (более 22%) имеют ФЭП с ИТО $\text{low SnO}_2/\text{low SnO}_2$ и ИТО $\text{low SnO}_2/\text{hi SnO}_2$. Использование мишени с высоким содержанием SnO_2 в последней комбинации приводит к потерям в токе, но зато увеличивается FF ФЭП. Остальные комбинации довольно сильно проигрывают в эффективности ячеек, при этом ФЭП с использованием мишени с высоким содержанием SnO_2 качестве фронтального и тыльного контакта имеют лучший FF, а ФЭП с ИТО с низким содержанием SnO_2 лучший ток короткого замыкания, что хорошо согласуется с данными, полученными на стеклах. Интересно, что использование мишени с высоким содержанием SnO_2 с фронтальной стороны ФЭП (n слоя) приводит к уменьшению V_{oc} на 2 мВ.

Литература

- [1] De Wolf S. et al. High-efficiency Silicon Heterojunction Solar Cells: A Review // Green. 2012. Vol. 2, № 1. P. 7–24.
- [2] Rogozin a. I. et al. Effect of deposition parameters on properties of ITO films prepared by reactive middle frequency pulsed dual magnetron sputtering // J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film. 2004. Vol. 22, № 2. P. 349.

СТРУКТУРИРОВАННЫЕ СЛОИ НА ОСНОВЕ НАНОСТЕРЖНЕЙ ZnO ДЛЯ ГАЗОВОЙ СЕНСОРКИ

С.С. Налимова¹, А.А. Бобков¹, А.С. Варезников², Е.А. Левкевич¹, Д.С. Мазинг¹,
А.И. Максимов¹, А.А. Рябо¹, А.А. Семенова¹, В.В. Сысоев², В.А. Мошников¹

¹СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург

²СГТУ, Саратов

тел: (812) 234-3164, факс: (812) 234-3164, эл. почта: sskarpova@list.ru

Газочувствительные датчики для анализа и контроля экологии и технологических процессов широко применяются при решении многих научно-технических задач. Развитие таких сенсорных систем с улучшенными параметрами селективности, чувствительности, повышением стабильности, а также возможность снижения рабочих температур и интеграция с портативными электронными устройствами являются актуальными задачами. Как показано в [1-3] повышение газочувствительности возможно за счет разработки сенсоров на основе перколяционных эффектов. Для улучшения селективности используются мультисенсорные системы [4]. Для разработки адсорбционных сенсоров, работающих при комнатной температуре, представляет интерес использование наноструктурированных материалов, в частности слоев, состоящих из наностержней ZnO, при этом газочувствительные слои формируются из зародышевого слоя, и геометрией объектов (нанокристалличность, ориентация и др.) можно управлять [5].

В докладе рассмотрены вопросы селективности, увеличения сенсорного сигнала и применения нанолитографии [6]. Целью данной работы являлось создание сенсорных слоев на основе наностержней оксида цинка и исследование их чувствительности по отношению к парам органических растворителей.

Наностержни оксида цинка были получены гидротермальным методом. В качестве подложки был использован кремниевый чип с золотыми электродами шириной 100 мкм, расстояние между которыми составляло 70-100 мкм. Зародышевые слои были получены центрифугированием раствора ацетата цинка ($Zn(CH_3COO)_2$) в изопропиловом спирте с последующим термическим отжигом. На полученном зародышевом слое гидротермальным методом были выращены наностержни. Для ускорения их роста и формирования однородного плотноупакованного массива в качестве поверхностно-активного вещества был использован цетилтриметиламмоний бромид (СТАВ).

Газочувствительные свойства были исследованы при комнатной температуре с помощью метода спектроскопии импеданса при воздействии паров ацетона, этанола и изопропанола. Измерения проводились в частотном диапазоне 1 Гц – 1 МГц. Проведен анализ влияния состава на частотные зависимости вещественной и мнимой части комплексного сопротивления, а также на диаграммы Найквиста. Показано, что при комнатной температуре образцы обладают селективной чувствительностью к парам ацетона и этанола.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 17-79-20239).

Литература

- [1] С.С. Карпова, В.А. Мошников, С.В. Мясин, Е.С. Коловангина *Физика и техника полупроводников* **47** 369 (2013).
- [2] С.С. Налимова, В.А. Мошников, А.И. Максимов, С.В. Мясин, Н.Е. Казанцева *Физика и техника полупроводников* **47** 1022 (2013).
- [3] В.А. Мошников, С.С. Налимова, Б.И. Селезнев *Физика и техника полупроводников* **48** 1535 (2014).

[4] В.В. Сысоев *Полупроводниковые датчики газа резистивного типа на основе оксидов металлов* (Саратов.: Сарат. гос. техн. ун-т) 64 с. (2007).

[5] S.S. Nalimova, I.E. Koponova, V.A. Moshnikov, D.Ts. Dimitrov, N.V. Kaneva, L.K. Krasteva, S.A. Syuleyman, A.S. Vojinova, K.I. Papazova, A.Ts.Georgieva *Bulgarian Chemical Communications* **49** 121 (2017).

[6] А.А. Бобков, И.А. Пронин, В.А. Мошников, Н.Д. Якушова, А.А. Карманов, И.А. Аверин, П.А. Сомов, Е.И. Теруков *Письма в Журнал технической физики* **44** 18 (2018).

Секция G.

СОПУТСТВУЮЩИЕ МАТЕРИАЛЫ

СТРУКТУРА И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА GaN:Eu^{3+} , СИНТЕЗИРОВАННОГО В ПОРАХ МОНОДИСПЕРСНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ МЕЗОПОРИСТЫХ ЧАСТИЦ КРЕМНЕЗЕМА

Д.А. Еуров¹, Е.Ю. Стовпяга¹, Д.А. Курдюков¹, Д.А. Кириленко¹, А.Н. Смирнов¹,
М.А. Яговкина¹, Е.В. Shornikova², D.R. Yakovlev², В.Г. Голубев¹

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

²Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44227 Dortmund, Germany

тел: (812) 292-7393, факс: (812) 297-1017, эл. почта: edan@mail.ru

Неослабевающий интерес к разработке методов синтеза и исследованию различного типа нанокмпозитов обусловлен широким спектром их возможных применений [1]. Для синтеза нанокмпозитов широко применяются пористые кремнеземные ($\alpha\text{-SiO}_2$) матрицы, в которых размер пор управляемой формы контролируется варьируется в диапазоне от единиц до сотен нанометров [2]. Получение нанокмпозитов на основе кремнеземных матриц и нитрида галлия (GaN), являющегося ключевым материалом современной оптоэлектроники, представляет как фундаментальный, так и практический интерес. Наноразмерный GaN, легированный ионами редкоземельных элементов, может быть использован, например, в медицине и для производства высокоэффективных детекторов радиации [3,4].

В настоящей работе в термодинамически равновесных условиях реализован гетерогенный синтез нанокристаллитов нитрида галлия, легированного ионами европия (GaN:Eu^{3+}), в трехнанометровых цилиндрических порах монодисперсных сферических мезопористых частиц кремнезема (МСМЧК) без осаждения массивного вещества на поверхность частиц.

Исходные МСМЧК синтезированы по методу, описанному в [5]. Диаметр частиц, удельная поверхность, объем и диаметр пор составили 210 ± 20 нм, $720 \text{ м}^2/\text{г}$, $0.6 \text{ см}^3/\text{г}$ и 3.1 нм, соответственно. Синтез GaN:Eu^{3+} в порах частиц кремнезема осуществлялся в два этапа. На первом этапе проводился синтез $\text{Ga}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ в порах МСМЧК путем капиллярной пропитки частиц расплавами кристаллогидратов нитратов галлия и европия с их последующим разложением при температуре 800 К до оксидов. Степень заполнения мезопор $\text{Ga}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ составила 40 об.%. Образование кристаллитов нитрида галлия внутри мезопор происходило в результате высокотемпературного (1300 К) отжига МСМЧК, содержащих $\text{Ga}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$, в атмосфере аммиака.

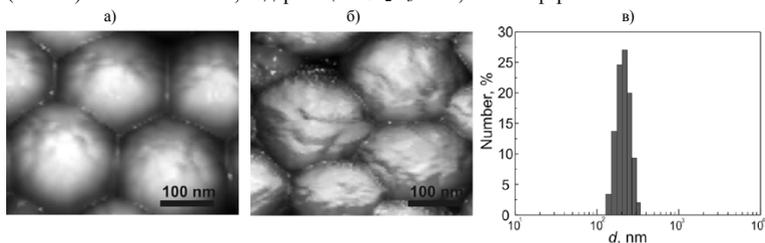


Рис. 1 (а) АСМ изображение исходных МСМЧК; (б) АСМ изображение нанокмпозитных частиц $\text{SiO}_2/\text{GaN:Eu}^{3+}$; (в) Распределение диаметров частиц $\text{SiO}_2/\text{GaN:Eu}^{3+}$, измеренное методом ДСП.

Исходные МСМЧК (рис. 1а) имеют сферическую форму, шероховатость поверхности (~ 10 нм) соответствует размерам образующих частицы кластеров гексагонально-упакованных нанотрубок SiO_2 [5]. Форма нанокмпозитных частиц $\text{SiO}_2/\text{GaN:Eu}^{3+}$ (рис. 1б) также близка к сферической, однако шероховатость их поверхности больше,

чем у исходных МСМЧК. Массивный GaN отсутствует на поверхности частиц и в пространстве между ними (рис.1б).

По данным динамического светорассеяния (рис.1в) средний диаметр нанокomпозитных частиц составляет 190 ± 25 нм, что близко к величине диаметра исходных МСМЧК. В анализируемой суспензии отсутствуют рассеиватели диаметром более 300 нм (рис. 1в), что свидетельствует о том, что при проведении гетерогенного синтеза частицы не коалесцировали, благодаря химической инертности GaN по отношению к SiO₂ (галлий не образует силикатов).

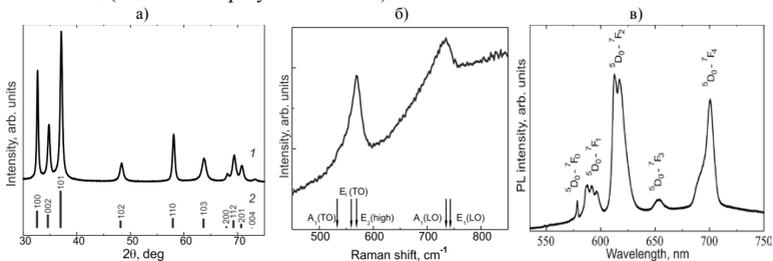


Рис. 2 (а) Дифракционные кривые: 1 — SiO₂/GaN:Eu³⁺, 2 — GaN (JCPDS 50-0792); (б) Рамановский спектр нанокomпозитных частиц SiO₂/GaN:Eu³⁺. Обозначены раман-активные фоновые моды; (в) Спектр фотолуминесценции нанокomпозитных частиц SiO₂/GaN:Eu³⁺.

На дифракционных кривых нанокomпозитных частиц наблюдается набор рефлексов (рис. 2а, кривая 1), соответствующих гексагональному GaN (JCPDS 50-0792) (рис. 2а, кривая 2). Примесные фазы в составе композитных частиц не обнаружены. Исследование нанокomпозитных частиц SiO₂/GaN:Eu³⁺ методом рамановской спектроскопии (рис. 2б) показало наличие в спектре частиц раман-активных фоновых мод, характерных для гексагонального GaN. Раман-активных фоновых мод, характерных для примесных фаз не выявлено. На рис. 2в представлен спектр ФЛ нанокomпозитных частиц при возбуждении Nd:YAG лазером с длиной волны 532 нм. В спектре ФЛ наблюдается группа линий, характерных для внутрицентровых переходов в ионах Eu³⁺: ⁵D₀ → ⁷F_J (J=0,1,2,3,4). Исследования магнито-оптических свойств SiO₂/GaN:Eu³⁺ показали, что интегральная интенсивность люминесценции нанокomпозитных частиц не зависит от приложенного магнитного поля (вплоть до 15 Тл).

Таким образом, в работе в мезопорах МСМЧК в термодинамически равновесных условиях синтезирован GaN:Eu³⁺. Предложенный метод гетерогенного синтеза нанокomпозитных частиц состава SiO₂/GaN:Eu³⁺ является простым, высокотехнологичным и позволяет проводить гетерогенные химические реакции в наноразмерных порах. Показано, что частицы после заполнения имеют сферическую форму и являются монодисперсными. Методом рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии показано, что оксид галлия в мезопорах полностью переходит в гексагональный GaN. Исследования фотолуминесценции нанокomпозитных частиц показали наличие в спектрах ФЛ группы линий, характерных для внутрицентровых переходов в ионах Eu³⁺, а также стабильность люминесценции в сильных (до 15 Тл) магнитных полях.

Литература

- [1] S.K. Kumar et al. *Annu. Rev. Chem. Biomol. Eng.* **1** 37 (2010)
- [2] A. Stein et al. *Chem. Soc. Rev.* **42** 2763 (2013)
- [3] R. Bilyy et al. *Mat. Werkstofftech.* **40** 234 (2009)
- [4] S. Shirakata et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 2247 (2004)
- [5] E.Yu. Trofimova et al. *Nanotechnology* **24** 155601 (2013)

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХСТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ В ПОРИСТОМ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОМ ФОСФИДЕ ИНДИЯ

М.Д. Шарков¹, М.Е. Бойко¹, Л.Б. Карлина¹, А.М. Бойко¹, С.Г. Конников¹

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

тел: (812) 292-7985, факс: (812) 297-1017, эл. почта: mischar@mail.ru

Монокристаллическая 20-мкм пленка фосфида индия InP с направлением нормали к поверхности (001), выращенная в ФТИ им. А.Ф. Иоффе методом газофазной эпитаксии, была подвергнута процедуре порообразования и затем легирована атомами S с концентрацией около 10^{18} см⁻³. На лабораторном приборе «МАРС-2» проведены исследования образца методами рентгеновской дифрактометрии (РД) и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР) при $K_{\alpha 1}$ -излучении. Набор кривых МУРР был измерен точечным детектором в режиме аномального прохождения по Борману в различных направлениях при положениях образца, варьируемых азимутальными поворотами.

1. Данные РД показывают, что исследуемый образец InP является либо монокристаллической пленкой с нормалью, ориентированной вдоль направления (001), либо состоит из когерентных (одинаково ориентированных) зерен.

Исследования МУРР показывают, что распределение неоднородностей (пор или примесных фаз) в образце относится к кристаллическому (периодическому) типу.

2. Присутствующая сверхструктура обладает симметрией группы C_{2v} в плоскости (001), что соответствует плоской прямоугольной и трехмерной орторомбической решетке.

3. Сверхструктурные межплоскостные расстояния составляют примерно 260 нм вдоль направления (110) и около 450 нм в направлении $(\bar{1}\bar{1}0)$ относительно матрицы фосфида. Модель 2D картины МУРР исследуемого образца приведена на Рис. 1.

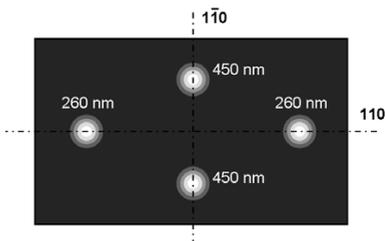


Рис. 1. Модель 2D картины МУРР исследованного образца на основе кривых МУРР, измеренных при разных пространственных ориентациях образца.

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ СИЛИКАТА ВИСМУТА $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

В.Т. Аванесян, И.В. Писковатскова

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
Санкт-Петербург

тел: (812) 312-44-92, факс: (812) 312-11-95, эл. почта: avanesyana@mail.ru

Сложные кислородные соединения висмута $\text{Bi}_2\text{MO}_{20}$ (ВМО), где М– Si, Ge, Ti, относятся к классу силленитов, отличаются уникальной комбинацией пьезоэлектрических, электрооптических, акустооптических и фотоэлектрических свойств и представляют собой активные диэлектрики. Высокое значение фотопроводимости и малое время фотоотклика указанных материалов обуславливают их широкое применение в интерферометрии, для оптической обработки информации и в био-медицине. Фоторефрактивный эффект, присущий силленитам, то есть изменение показателя преломления кристалла при его интенсивном освещении, в частности, лазерным излучением, связан с захватом носителей заряда, генерируемых за счёт фотовозбуждения, на глубокие уровни и позволяет формировать объемные голограммы в кристаллах ВМО [2]. Оптические свойства силленитов зависят от присутствия в них структурных дефектов, которые могут быть созданы различными способами:

а) термохимическим воздействием: после отжига кристалла в кислородной среде заполняются вакансии кислорода в тетраэдрах MO_4 кристаллической решетки ВМО, при этом происходит осветление материала. При отжиге в вакууме ионы Bi^{3+} занимают позиции катионов М, что придает кристаллу силленита характерный желтый цвет;

б) введением примесей в процессе выращивания кристалла без нарушения стехиометрии, что позволяет варьировать его свойства в требуемом направлении с помощью легирования при минимальной концентрации примесей.

В процессе легирования ВМО возможно также искажение кислородных тетраэдров с образованием вакансий по кислороду. Указанные дефекты обуславливают ловушечные состояния для электронов и дырок в кристаллической решетке, что является необходимым условием для записи оптической информации.

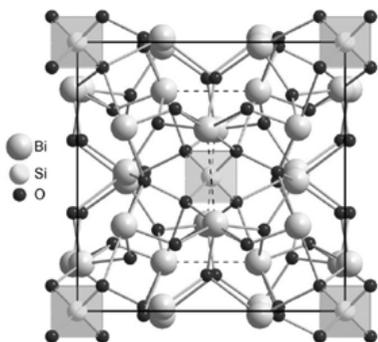


Рис. 1. Кристаллическая структура силленита $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ [4]

Особенностью кристаллов со структурой силленита является наличие стереохимически активной $6s^2$ неподеленной электронной пары, принадлежащей ионам Bi^{3+} [3, 4], которые размещаются в больших полостях, образованных четырьмя пирамидами BiO_5 и двумя тетраэдрами MO_4 (рис.1). Асимметричная конфигурация электронного облака неподеленной пары в ряде случаев приводит к формированию нецентрированных или полярных кристаллических структур.

Нами исследовались оптические свойства фоторефрактивных монокристаллов силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) выращенных методом Чохральского. Образцы представляли собой оптически полированные пластины толщиной $d = 1$ мм.

Спектры оптической плотности D монокристаллов регистрировались с помощью однолучевого спектрофотометра СФ–56 с шагом 1 нм в диапазоне длин волн $\lambda = 200\text{--}800$ нм.

Поглощение оптического излучения в начальной области спектра можно объяснить возбуждением электронов на глубоких центрах с разными сечениями и энергиями ионизации, а также высокой степенью разупорядочения кристаллической решетки, которая приводит к случайным флуктуациям концентрации дефектов, вызывающим изменения потенциала ионизации. На процесс поглощения электромагнитного излучения монокристаллом значительное влияние оказывают нарушения его структуры, которые приводят к формированию локальных энергетических уровней в запрещенной зоне. Известно, что именно присутствие указанных локальных центров обуславливает фоторефрактивные и фотохромные свойства исследуемого материала.

Количественная обработка полученных экспериментальных результатов по стандартной методике, включающей анализ спектральной зависимости квадрата коэффициента поглощения, позволила получить значение ширины запрещенной зоны 3.05 эВ. При этом следует учитывать возможность возникновения флуктуаций положения энергетических уровней в запрещенной зоне за счет влияния фононного спектра, а также дефектности структуры кристаллической решетки.

Сложный состав силленита BSO и характерная структура кристаллической решетки способствуют образованию собственных дефектов, которые имеют не только примесную природу, но и связаны с нарушениями структуры или стехиометрии. Эти дефектные центры, уровни которых расположены в запрещенной зоне, оказывают влияние на оптические, фоторефрактивные и другие физические свойства нелегированных кристаллов силленитов. В указанных кристаллах BSO собственными дефектами, ответственными за поглощение, могут являться антиструктурные ионы BiSi^{3+} и BiSi^{2+} , которые замещают атомы Si^{4+} в кислородных тетраэдрах, образуя дефект ($\text{Bi}^{3+} + \text{h}$).

В работе также показано, что комплексные ионы висмута BiO_7 , являясь одним из основных структурных элементов исследуемого соединения, активизируются за краем основного поглощения в видимой области спектра вследствие того, что они связаны с вакансиями кремния. Кроме того, в кристаллах BSO значительную роль играют электроны неподеленной пары, принадлежащие катионам Bi^{3+} , в формировании дефектных центров и соответствующих локальных состояний в запрещенной зоне, оказывающих существенное влияние на оптические свойства.

Литература

- [1] В.Т. Аванесян, М.П. Севрюгина *Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно-технической конференции «INTERMATIC – 2012»* (М.: МИРЭА) с. 124–126 (2012)
- [2] А.Л. Толстик, А.Ю. Матусевич, М.Г. Кистенева, С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Ю.Ф. Каргин, Ю.Н. Кульчин, Р.В. Ромашко *Квантовая электроника* **37** 1027 (2007)
- [3] V.T. Avanesyan, V.A. Bordovskii, S.A. Potachev *Journal of Non-Crystalline Solids* **305** p. 136-139 (2006)
- [4] L. Wiehl, F. Friendrich, E. Haussuh, W. Morgenroth, A. Grzechnik, K. Friese, B. Winkler, K. Refson, V. Milman *Journal of Physics: Condensed Matter* **V. 22**, p. 1–16 (2010)

ОСОБЕННОСТИ ВТСП В УСЛОВИЯХ КОМПЕНСАЦИИ МАГНИТНОЙ КОМПОНЕНТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

А. В. Приходько¹, О. И. Коньков²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
эл. почта: aleks@physics.spbstu.ru

Целью данной работы является установление особенностей сверхпроводящего состояния джозефсоновской среды в условиях компенсации магнитной компоненты электромагнитной волны.

Для достижения данной цели разработана оригинальная методика компенсации магнитной компоненты электромагнитной волны в наносекундном диапазоне длительностей.

Известно, что возможно обеспечить компенсацию компонент электромагнитной волны в определенных точках пространства при распространении волн навстречу друг другу. Расширить область компенсации, т.е. сделать ее более протяженной в пространстве, нам удалось в кольцевой коаксиальной линии при компенсации двух встречных электромагнитных волн в виде импульсов одинаковой амплитуды, прошедших одинаковое расстояние за синфазный промежуток времени [1]. Измерительная схема соответствовала стандартной методике измерения наносекундных вольтамперных характеристик [2].

Эксперименты проводились при комнатной и азотной температурах, с расположением измерительной ячейки:

- а) на конце коаксиальной линии, замыкая ее,
- б) в разрыве коаксиальной линии в виде кольца, с расположением симметрично относительно точки возбуждения линии.

Считается установленным, что в организации сверхпроводимости керамических ВТСП образцов определяющим является существование сетки сверхпроводящего состояния, которая «развязана», т.е. представляет отдельные не связанные контуры, при критической температуре [3]. При уменьшении температуры контуры начинают связываться и образовать множественную джозефсоновскую среду. Делается вывод, что такой механизм отвечает за особенности проводимости при формировании сверхпроводящего состояния.

Вероятность проявления такого механизма наиболее возможна при электромагнитных полях наносекундной длительности и малых амплитудах, чтобы не допустить разрушения участков со слабой сверхпроводимостью между подсетками-контурами. Мы полагаем, что магнитная составляющая электромагнитной волны в такой множественной среде позволяет синхронизировать сверхпроводящие контуры, тем самым увеличивая «протекательность» среды.

В пользу изменения протекательного механизма в условия компенсации может свидетельствовать изучение ВАХ при комнатной температуре. В этом случае, в отличие от линейной некомпенсированной ВАХ, регистрируется появление на ВАХ степенного участка с коэффициентом наклона меньше 1. Такое изменение наклона ВАХ может свидетельствовать о преобладающем влиянии механизма протекания [4].

Для режима сверхпроводящего состояния ВАХ в обычных условиях эксперимента показывает характерную зависимость с критическим током (Рис.1, кривая а). В условиях компенсации магнитной компоненты характерная зависимость ис-

чезает (кривая b). Отметим омическое поведение компенсированной ВАХ с прохождением через «ноль» тока и напряжения.

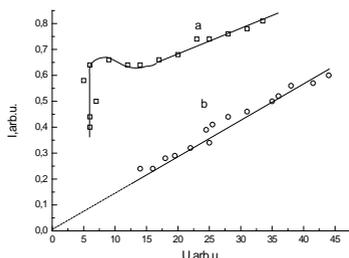


Рис. 1. Некомпенсированная (a) и компенсированная (b) ВАХ образца ВТСП при температуре жидкого азота $\sim 78\text{K}$.

Проведенные исследования подтверждают, что поведение проводимости ВТСП образцов в ходе классического эксперимента в электромагнитном поле отражает развитие сверхпроводимости в условиях существования джозефсоновской сетки. В случае, когда отсутствует магнитная компонента электромагнитного поля, регистрируется поведение, характерное для неоявления сверхпроводящего процесса. Данный вывод касается роли магнитной компоненты в «синхронизации» джозефсоновских контуров для развития сверхпроводимости. Можно предположить, что отсутствие такой синхронизации является определяющим для разрушения сверхпроводящего состояния всего образца, следовательно, дает возможность зарегистрировать такие изменения в физическом эксперименте.

Не исключено, что, в ходе проведенных исследований выявляется ситуация, связанная с новым направлением изучения корпоративных эффектов в конденсированных средах при компенсации магнитной составляющей электромагнитного поля.

Литература

- [1] Prikhod'ko A., Kon'kov O. Method for compensation of magnetic field of coaxial line. Patent RF №2582551. Application published 10.02.2016 Bull.№4. Date of publication 27.04.2016 Bull. №4
- [2] Jantsch, W., Heinrich, H.R. A method for subnanosecond pulse measurements of I-V characteristics. Sci. Instr., 41, 228–230 (1970)
- [3] Masterov V.F.. Macroscopic quantum effects in HTS, edited by A.A. Kiselev (Leningrad, Mashinostroenie, 1990)
- [4] Prikhod'ko, A.V., Kon'kov, O.I. Percolation, self-organize criticality, and electrical instability in carbon nanostructures. Phys. Solid State, 54, 2325–2328 (2012)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРОБЛЕМА ИНВЕРСИИ ЗОН СЕРОГО ОЛОВА

В.Вал. Соболев¹, В.В. Соболев²

¹Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова, Ижевск

²Удмуртский государственный университет, Ижевск

e-mail: Soboleff.val@yandex.ru¹, sobolev@uni.udm.ru²

Для кристаллов групп A^4 , A^3B^5 давно принята традиционная модель верхней валентной зоны (ВВЗ) [1]: она расщеплена в дублеты Γ_8^+ (двукратно вырождена) и Γ_7^+ , L_6 и L_4+L_5 в точке L , в точке X – одиночна (X_5), а нижняя зона проводимости (НЗП) – простая (Γ_7^- , L_6 и X_5).

Исключение, возможно, составляет серое олово: особенности низкочастотных экспериментальных данных для магнитосопротивления, различных явлений переноса, эффективных масс в окрестности точки Γ оказались аномальными и противоречащими общепринятой модели зон. Для их объяснения была предложена «инверсная» модель зон в точке Γ [2]: вторая из двукратно вырожденной зоны Γ_8^+ переворачивается и обменивается местом с НЗП Γ_7^+ , которая также переворачивается и занимает место в ВВЗ между оставшейся Γ_8^+ и Γ_7^- ниже максимума ВВЗ на ~ 0.4 эВ. Инверсная модель зон α -Sn предложена в [2] как гипотетическая, количественно и теоретически не обоснованная. Однако в теоретических расчетах электронной структуры α -Sn после 1969 года до [3] она общепринята как якобы надежно установленная. При этом совсем не принимается во внимание экспериментальный спектр поглощения α -Sn в области $0.01 - 0.3$ эВ [4], который состоит из длинноволнового края поглощения с $E_{gd} \approx 0.07$ эВ и вклада поглощения свободных электронов в области энергии $E < 0.1$ эВ, т.е. классического вида, характерного для легированных полупроводников с конечной E_{gd} . При очень сильном уменьшении E_{gd} и сближении ВВЗ и НЗП их экстремумы могут расталкиваться и формировать двугорбые структуры типа мексиканской шляпы с очень малыми эффективными массами носителей заряда, характерными для α -Sn [5]. Однако такая возможная модель зон α -Sn без их инверсии рассмотрена только в [3]. Из анализа симметрии ВВЗ и НЗП следует, что инверсности компонент дублетной длинноволновой полосы поглощения α -Sn обычной и инверсной моделей должны быть почти одинаковыми или существенно различаться соответственно. Экспериментально это не наблюдается [6].

Используя экспериментальные спектры $\epsilon_2(E)$ и $\epsilon_1(E)$ α -Sn в области $1.2 - 5.6$ эВ при 100 К [7] была построена общая диаграмма Арганда. На ее основе беспараметрическим методом спектры $\epsilon_2(E)$ и $\epsilon_1(E)$ были разложены на 17 компонент и определены параметры разложений $\epsilon_2(E)$, $-\text{Im}\epsilon^{-1}$, $-\text{Im}(1+\epsilon)^{-1}$ (энергии максимумов E_i и полуширин H_i , амплитуд I_i и сил осцилляторов f_i (таблица 1)). Всесторонний анализ особенностей теоретических и экспериментальных спектров $\epsilon_2(E)$ показал, что качественно по данным $R(E)$ и количественно по нашим результатам значений сил осцилляторов f_i хорошо описываются классической общепринятой моделью зон алмазоподобных кристаллов в области энергии $E > 1.2$ эВ. Поэтому дискуссионной остается только проблема зон α -Sn в окрестности центра зоны Бриллюэна с переходами $E < 1.2$ эВ. Примененные методы расчетов опубликованы и обсуждены на многих конференциях [1, 8-11].

Таблица 1. Энергии (эВ) максимумов E_i и полуширин H_i , амплитуды полос I_i , силы осцилляторов f_i полос $\varepsilon_2(E)$ (а) и $-\text{Im}\varepsilon^{-1}$ (б) и отношение $a / b \alpha\text{-Sn}$

№	E_i	H_i	I_i	a	b·10 ³	a / b
1	1.43	0.27	20.50	0.149	0.67	220
2	1.63	0.17	7.60	0.041	0.23	180
3	1.84	0.26	20.42	0.182	1.05	173
4	2.09	0.24	12.20	0.111	0.82	137
5	2.31	0.24	12.12	0.125	1.00	125
6	2.53	0.24	12.01	0.142	1.03	137
7	2.77	0.21	8.65	0.097	0.61	160
8	3.05	0.42	17.85	0.431	2.26	190
9	3.31	0.21	9.87	0.128	0.56	230
10	3.47	0.20	12.75	0.163	0.60	270
11	3.65	0.17	19.63	0.224	0.78	290
12	3.84	0.14	7.93	0.080	0.58	140
13	4.05	0.26	7.11	0.143	1.84	78
14	4.39	0.38	6.25	0.194	3.26	59
15	4.70	0.36	4.25	0.135	2.67	50
16	5.00	0.28	3.48	0.090	2.24	40
17	5.23	0.21	3.29	0.068	2.07	33

Литература

- [1] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура неметаллов. Том I. Введение в теорию* (Москва – Ижевск, изд. ИКИ) 583 с. (2012)
- [2] S. Groves, W. Paul. *Phys. Rev. Let.* **11**, 194 (1963)
- [3] V. Vlcek, G Steinle – Neumann, L. Leppert, and S. Kummel. *Phys. Rev. B.* **91** 035107 (2015)
- [4] R.E. Lindquist and A.W. Ewald. *Phys. Rev.* **135**, 191 (1964)
- [5] J. Ota and S. Rabii. *J. Nonmetals.* **1**, 117 (1973)
- [6] В.В. Соболев, С.Г. Кройтору, С.Д. Шутов. *Изв. АН СССР. Серия неорганич. мат.* **2**, 61 (1966)
- [7] L. Vina, H. Hochst, and M. Cardona. *Phys. Rev. B.* **31**, 958 (1985)
- [8] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура неметаллов. Том II. Моделирование интегральных спектров элементарными полосами* (Москва – Ижевск, изд. ИКИ) 415 с. (2012)
- [9] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура моноуглеродных сред. Том I. Алмаз. Графит. Аморфный углерод.* (Ижевск, изд. УдГУ) 514 с. (2016)
- [10] В.В. Соболев. *Оптические свойства и электронная структура оноуглеродных сред. Том II. Фуллериты. Нанотрубки. Графен. Интеркалированный графит.* (Ижевск, изд. УдГУ) 723 с. (2016)
- [11] В.В. Соболев. *Сб. трудов IX Международной конференции «Аморфные и микрокристаллические полупроводники», 7-10 июля 2014 г., СПб. изд-во СПб политехнического ун-та,* с. 25 (2014)

ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ РАССЕЯНИЕ КВАНТОВО- РАЗМЕРНОЙ ПЛЕНКИ С ГИПЕРБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ ПЕШЛЯ-ТЕЛЛЕРА

Х.А.Гасанов^{1,3}, Дж.И.Гусейнов¹, И.И.Аббасов², Д.Ж.Аскеров², Ф.И.Мамедов³

¹АГПУ, г. Баку

²АГУН и П, г. Баку

³Академия МЧС АР, г. Баку

тел: (+99412) 498-1820, эл. почта: khanlarhasanli@gmail.com

Известно, что нахождение вероятности перехода является задачей квантовой теории рассеяния. Она решается на основе метода нестационарной теории возмущения [1]. Общий гамильтониан электрона в реальной решетке представим в виде [2,3] $\hat{H}_e = \hat{H} + \hat{H}'$. Где \hat{H}' описывает взаимодействие электрона с фононами, которое считается малым возмущением; невозмущенный гамильтониан \hat{H} в случае рассеяния на фононах \hat{H} включает в себя также и гамильтониан идеального фононного газа, не взаимодействующего с электроном. Поскольку при длинноволновых акустических колебаниях элементарная ячейка почти не деформируется (колеблется только центр масс), то энергия взаимодействия не может быть пропорциональна самому смещению, а должна быть линейной функцией от первых производных смещения $u_{ak}(r)$ по координатам:

$$\hat{H}'_{ak} = E_1 \text{div} u_{ak}(r) \quad (2)$$

что называется потенциалом деформации, а коэффициент пропорциональности E_1 - константой потенциала деформации. Тогда в этом случае из [2,3] можем написать

$$u_{ak}(r) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q \sum_{j=1}^3 e_j(q) [b_j(q) e^{iq_n} + b_j^*(q) e^{-iq_n}] \quad (3)$$

где $e_j(q)$ - единичный вектор поляризации, $b_j(q)$ - комплексные нормальные координаты, a_n - вектор решетки, N - число элементарных ячеек.

Подставляя (3) в (2), получим

$$\hat{H}'_{ak}(r) = \frac{iE_1}{\sqrt{N}} \sum_q \sum_{j=1}^3 (\vec{q} e_j(q)) [b_j(q) e^{iq_n} + b_j^*(q) e^{-iq_n}]$$

Волновую функцию системы представим в виде $|\beta N_{qj}\rangle$, где $\beta = (\lambda, n, \vec{k}_{2D}, \sigma)$, - набор квантовых чисел, \vec{k}_{2D} - двумерный волновой вектор, σ - спиновое квантовое число N_{qj} характеризует число фононов с волновым вектором \vec{q} и поляризацией j . Вычислим вероятность рассеяния [4,5] с гиперболическим потенциалом Пешля-Теллера. Известно, что

$$V(z) = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m} \lambda(\lambda+1) \text{th}^2 \alpha z; \quad \varepsilon = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m} (\lambda(\lambda+1) - (\lambda-n)^2) + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m}$$

$$\psi_{n, k_x, k_y, \lambda}(x, y, z) = e^{i(k_x x + k_y y)} \left(\frac{\alpha(\lambda-n)\Gamma(2\lambda-n+1)}{\Gamma(n+1)} \right)^{\frac{1}{2}} I_n^{\varepsilon}(\lambda, n-\lambda, \text{th} \alpha z)$$

Здесь $n = 0, 1, 2, \dots; n < \lambda; \lambda > 0; k_x, k_y$ - волновые векторы. Тогда вычисление матричного элемента на фононных функциях [2,3] дает формулу

$$\langle N'_{qj} | \hat{H}'_{ak} | N_{qj} \rangle = \sqrt{\frac{\hbar \left(N_{qj} + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right)}{2M \omega_j(q)}} \delta_{N'_{qj}, N_{qj} \mp 1}$$

А вычисление на электронных волновых функциях дает

$$\langle (\lambda', n', \vec{k}'_{2D}, \sigma') | e^{iq_z z} | (\lambda, n, \vec{k}_{2D}, \sigma) \rangle = \langle (\lambda', n') | e^{iq_z z} | (\lambda, n) \rangle \delta_{\sigma', \sigma} \delta_{\vec{k}'_{2D}, \vec{k}_{2D} \pm \vec{q}_{2D}}$$

Наконец зададим конкретные значения $\lambda = 1$, $n = 0$ и вычислим матричный элемент. Тогда получим

$$\langle (\lambda', n') | e^{iq_z z} | (\lambda, n) \rangle = \frac{\pi q_z \operatorname{cosech} \left[\frac{\pi q_z}{2\sigma} \right]}{2\alpha}$$

Вероятность рассеяния [2] получит вид

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{N_{qj}} \frac{\hbar(N_{qj} + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2})}{2NM\omega_j(q)} (E_1 q)^2 \left(\frac{\pi q_z \operatorname{cosech} \left[\frac{\pi q_z}{2\sigma} \right]}{2\alpha} \right)^2 \delta_{N_{qj}, N_{qj} \mp 1}$$

Используя формулы (11.34), (11.35) из [2], получим

$$W_{ak} = \sum_q w_1(q) (A^+ + A^-); \quad A^\pm = \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \delta(\varepsilon_{\vec{k}'_{2D}} - \varepsilon_{\vec{k}_{2D}} \mp \hbar\omega(q)) \delta_{\sigma', \sigma} \delta_{\vec{k}'_{2D}, \vec{k}_{2D} \pm \vec{q}_{2D}}$$

$$w_1(q) = \frac{\pi (E_1 q)^2}{2NM\omega(q)} \left(\frac{\pi q_z \operatorname{cosech} \left[\frac{\pi q_z}{2\sigma} \right]}{2\alpha} \right)^2$$

Здесь мы предположили, что электроны занимают нижнюю подзону ($\lambda = 1$, $n = 0$) спиновое вырождение не учитывается. Дальнейшее упрощение получается, если считать рассеяние упругим $k_B T > \hbar\omega(q)$, тогда

$$W = \frac{2\pi E_1^2 k_B T}{NM\hbar v_0^2} \left(\frac{\pi q_z \operatorname{cosech} \left[\frac{\pi q_z}{2\sigma} \right]}{2\alpha} \right)^2 \delta(\varepsilon_{\vec{k}'_{2D}} - \varepsilon_{\vec{k}_{2D}})$$

Если учесть обратное время релаксации и экранировку то, для вероятности рассеяния деформационно-акустических фононов конечную формулу

$$W^\pm(\vec{k}'_{2D}, \vec{k}_{2D}) = \sum_{q, \sigma'} \frac{(\pi E_1 q)^2}{\hbar N \chi^2 M \omega_0 q^2} \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \left(\frac{\pi q_z \operatorname{cosech} \left[\frac{\pi q_z}{2\sigma} \right]}{2\alpha} \right)^2 \delta_{\sigma', \sigma} \delta_{\vec{k}'_{2D}, \vec{k}_{2D} \pm \vec{q}_{2D}} \delta(\varepsilon_{\vec{k}'_{2D}} - \varepsilon_{\vec{k}_{2D}} \mp \hbar\omega_0)$$

По аналогии для пьезоакустических фононов вероятность рассеяние

$$W^\pm(\vec{k}'_{2D}, \vec{k}_{2D}) = \sum_{q, \sigma'} \frac{(\pi E_{p2} q)^2}{\hbar N \chi^2 M \omega_0 q^2} \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \left(\frac{\pi q_z \operatorname{cosech} \left[\frac{\pi q_z}{2\sigma} \right]}{2\alpha} \right)^2 \delta_{\sigma', \sigma} \delta_{\vec{k}'_{2D}, \vec{k}_{2D} \pm \vec{q}_{2D}} \delta(\varepsilon_{\vec{k}'_{2D}} - \varepsilon_{\vec{k}_{2D}} \mp \hbar\omega_0)$$

А для полярных оптических фононов

$$W^\pm(\vec{k}'_{2D}, \vec{k}_{2D}) = \sum_{q, \sigma'} \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar N \chi^2 M \omega_0 q^2} \left(N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \left(\frac{\pi q_z \operatorname{cosech} \left[\frac{\pi q_z}{2\sigma} \right]}{2\alpha} \right)^2 \delta_{\sigma', \sigma} \delta_{\vec{k}'_{2D}, \vec{k}_{2D} \pm \vec{q}_{2D}} \delta(\varepsilon_{\vec{k}'_{2D}} - \varepsilon_{\vec{k}_{2D}} \mp \hbar\omega_0)$$

То есть, в существующих формулах [2], добавляем множитель $\left(\frac{\pi q_z \operatorname{cosech} \left[\frac{\pi q_z}{2\sigma} \right]}{2\alpha} \right)^2$ для всех механизмов рассеяния.

Литература

- [1] Л.Шифф *Квантовая механика*, М.:ИЛ, 1957
- [2] Б.М.Аскеров *Электронные явления переноса в полупроводниках* Л., 1985
- [3] А.И. Ансельм *Введение в теорию полупроводников*. 1978
- [4] Х.А.Гасанов, Дж.И.Гусейнов, В.В.Дадашова, и др. Диэлектрическая функция квантово-размерной тонкой пленки с модифицированным потенциалом Пешля-Геллера. X Международная конференция “Аморфные и микрокристаллические полупроводники” Санкт-Петербург, 4-7 июля 2016 года
- [5] П.П.Костробій, І.А.Рижа Вісник Національного Університету “Львівська Політехніка” “Фізико-математичні науки” Вип.№718,(2011) с.89-95

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС КРИСТАЛЛОВ СИЛИКАТА ВИСМУТА, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЖЕЛЕЗА

А.В. Ильинский¹, В.М. Капралова², Р.А. Кастро³, Л.А. Набиуллина³, И.О. Попова³,
В.М. Стожаров³, Е.Б. Шадрин¹

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

²СПб ПГУ, Санкт-Петербург

³РГПУ им. А. И. Герцена, Санкт-Петербург

тел: (812) 292-7178, факс: (812) 297-1017, эл. почта: shadr.solid@mail.ioffe.ru

В данной работе представлены результаты изучения роли примеси железа в формировании оптических и магнитных свойств кристаллов $B_{12}SiO_{20}:Fe$ (BSO:Fe). Были проведены исследования спектров ЭПР кристаллов силиката висмута BSO и их модификации под действием оптического излучения. Структурная характеристика образцов производилась рентгеновскими методами на дифрактометре ДРОН-7. Кристаллическая структура была исследована с использованием эмиссионной линии $CuK_{\alpha 1}$ характеристического спектра медного излучения с длиной волны $\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$. Спектры ЭПР были получены на ЭПР-спектрометре с рабочей частотой 9.375 ГГц, что соответствует длине волны 3.2 см. Подсветка образца осуществлялась полупроводниковым лазером марки Laser 303 с диаметром луча 0.2 см мощностью 200 мВт (плотность мощности $2,55 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$) с длиной волны излучения 542 нм. Спектры пропускания образцов силленитов с различной степенью легирования были получены на спектрометре СДЛ-1.

На рисунке 1 представлены темновые спектры ЭПР для температуры 300 К. С увеличением концентрации ионов железа линии спектра ЭПР смещаются в сторону меньших значений напряженности магнитного поля, а интенсивность сигналов ЭПР оказывается прямо пропорциональной концентрации ионов железа. Облучение образцов светом с длиной волны 542 нм вызывало подавление интенсивности сигнала ЭПР на 20% от своего темнового значения для всех образцов с разной концентрацией ионов железа. При прекращении освещения наблюдался возврат сигнала ЭПР к своему первоначальному значению за время порядка 4 секунд.

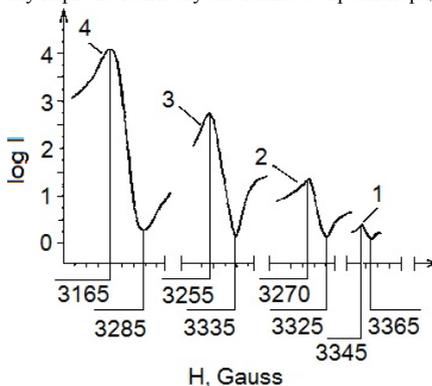


Рис. 1. Спектры ЭПР кристаллов BSO для различных концентраций ионов железа: $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (1), $1.7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (2), $1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (3) и $0.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (4)

Как видно из рисунка, интенсивность сигналов ЭПР от образцов BSO:Fe линейно увеличивается с ростом концентрации магнитных ионов железа. Перемещение данной линии в направлении слабых магнитных полей с ростом концентрации Fe^{3+} соответствует увеличению эффективного g-фактора, поскольку ионы железа эффективно взаимодействуют друг с другом благодаря дальнедействующему характеру магнитных взаимодействий [1,2], создавая внутреннее магнитное поле тем большее, чем выше их концентрация. Складываясь с внешним, оно обеспечивает магнитный резонанс при тем меньших внешних полях, чем выше концентрация ионов Fe^{3+} . Увеличение ширины линии ЭПР также указывает на усиление взаимодействия ионов Fe^{3+} между собой с ростом их концентрации. Дело в том, что с ростом концентрации ионов Fe^{3+} увеличивается интенсивность спинрешеточной релаксации, что вызывает уширение линий ЭПР. Не исключен также рост вклада неоднородного уширения в общую ширину линии ЭПР при росте концентрации Fe^{3+} . Отсюда можно сделать вывод о том, что ионы железа замещают в BSO ионы Si^{4+} .

При подсветке кристалла BSO:Fe лазерным излучением с длиной волны 542 nm происходит уменьшение сигнала ЭПР на 20%, что возможно, если каждый магнитный центр уменьшает свой суммарный спин с 5/2 до 2. Согласно предлагаемой модели, уменьшение может происходить по следующим причинам. При подсветке кристалла фотоактивным светом у иона железа возникает $4s^2(1)4p^0(3)$ - гибридизация, которая отражает факт ухода электрона с $4p^0$ – орбитали и возврата его на 3d-орбиталь иона железа.

Одна из возможностей возврата электрона заключается в том, что фотон разрывает одну из σ -связей иона железа с ионом кислорода, и возбужденный электрон «падает» на 3d-орбиталь Fe^{3+} . В этом процессе понижается валентность иона железа от значения 3+ до значения 2+ и понижается суммарный магнитный момент от значения 5/2 МВ у иона Fe^{3+} до значения 2 МВ у иона Fe^{2+} за счет спаривания возвращенного на d-орбиталь электрона с одним из пяти там уже имеющихся. Таким образом, в результате подсветки одна из гибридных орбиталей иона железа опустошается, хотя два оставшихся валентных электрона по-прежнему участвуют в создании двух σ -связей иона Fe^{2+} с двумя ионами кислорода. Третья и четвертая гибридные орбитали Fe^{2+} , будучи теперь пустыми, образуют донорно-акцепторные химические связи с двумя неподеленными парами ионов кислорода окружения гибридованных по схеме $2s^2(1)2p^4(3)$.

Обнаруженное сжатие элементарной ячейки с ростом концентрации атомов железа в кристалле BSO происходит в процессе укорочения химических связей благодаря трансформации атомных орбиталей при замещении ионов кремния ионами железа, и этот процесс имеет дальнедействующий характер. Та же причина лежит в основе процесса уменьшения размеров кристаллических блоков.

Литература

- [1] А.В. Ильинский, М.Б. Мельников. *Автометрия*, В.4., 79 (1991).
- [2] С.В. Вонсовский *Магнетизм* (М. Наука) 1032 с. (1971)

КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СТРУКТУРИРОВАННОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА МЕТОДОМ ЭФФЕКТИВНОЙ СРЕДЫ

М.И. Даунов, А.М. Мусаев

Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала

Тел: (822) 933-141, эл. почта: akhmed-musaev@yandex.ru

В работе показана возможность использования известных математических выражений, выведенных в приближении метода эффективной среды, для количественного описания электрических и магнитных свойств гранулированного твердого тела [1-6].

Коэффициент эффективного удельного сопротивления

$$\rho = \sum_i V_i \rho_i f_i / \sum_i V_i f_i, \quad f_i = 3\rho / [A_i + (3 - A_i)\rho_i] \quad (1)$$

Здесь i – номер фазы, V_i – относительный объем фазы, A_i – коэффициент, учитывающий конфигурацию включений фазы.

При коэффициенте $A=0$ реализуется нитевидная конфигурация включений (параллельное соединение), при $A=1$ – сферические включения, при $A=3$ – слоистая конфигурация включений (последовательное соединение).

Гранулированное твердое тело состоит из трех фаз: приповерхностного слоя гранулы <1>, сердцевина гранулы <2> и межгранульного пространства <3>. Таким образом, согласно (1)

$$\rho = (V_1 \rho_1 f_1 + V_2 \rho_2 f_2 + V_3 \rho_3 f_3) / (V_1 \rho_1 + V_2 \rho_2 + V_3 \rho_3). \quad (2)$$

Индексы <1>, <2>, <3> соответствуют фазам: приповерхностный слой <1>, сердцевина гранулы <2>, межгранульное пространство <3>.

Так как при $\sigma_3=0$ и $f_3=0$, $\rho_3 f_3=3\rho(3-A_3)^{-1}$, то коэффициент эффективного удельного сопротивления

$$\rho = \{\rho_1 V_1 B_1 + \rho_2 V_2 B_2 + [V_3 / (3-A_3)] B_3\} / (V_1 B_1 + V_2 B_2) \quad (3)$$

$$B_1=A_2 \rho + (3-A_2)\rho_2, \quad B_2=A_1 \rho + (3-A_1)\rho_1.$$

Объем куба, в который вписана гранула, $V_d=d^3$ (d – ребро куба и диаметр гранулы). Объем гранулы V_g с приповерхностным слоем, объем гранулы без приповерхностного слоя V_{gt} , объем межгранульного пространства V_3 равняются соответственно:

$$V_g=(4/3)\pi \cdot (d/2)^3, \quad V_{gt}=(4/3)\pi \cdot [(d-2t)/2]^3, \quad V_3=V_d - V_g \quad (4)$$

t – толщина приповерхностного слоя гранулы.

Относительные объемы фаз равны:

$$V_1=(V_g - V_{gt})/V_d, \quad V_2=V_{gt}/V_d, \quad V_3=(V_d - V_g)/V_d \quad (5)$$

Из (2)-(4) следует:

$$t=(1/2)[1-(\gamma/\alpha)^{1/3}]d, \quad (6)$$

$$\text{где } \alpha=(4/3)\pi \cdot [B_2(\rho-\rho_2)- B_1(\rho-\rho_1)], \quad \gamma=[8-(4/3)\pi] \cdot [(B_1 B_2)/(3-A_3)]- (4/3)\pi B_1(\rho-\rho_1),$$

При $d \rightarrow 0$ объем сердцевинки гранулы $V_{gr} \rightarrow 0$ и толщина приповерхностного слоя $t \rightarrow 0$ (4). При $\rho_1 \gg \rho \gg \rho_2$ параметр $t \approx 0.03d$.

Степень влияния размеров гранулы структурированного твердого тела определяется морфологией поверхности гранул и соотношением между размерами сердцевинки гранул и приповерхностного слоя. К характеристическим параметрам гранулированного твердого тела относится отношение объема приповерхностного слоя к объему сердцевинки гранулы

$$V_i=(V_g-V_{gr})/V_{gr}=V_1/V_2=(\alpha/\gamma) - 1=d/(d-2t)^3-1 \quad (7)$$

В работе приведены графики зависимости удельного сопротивления ρ при 100К и намагнитченности насыщения M_s при 10К и 5Т для керамических образцов композита $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$, от диаметра d гранулы [7]. Также, приведены зависимости V_i и t по $\rho(d)$, рассчитанные по (6) и (7) при 100К.

Показано, что с увеличением диаметра гранул и убыванием V_i , т.е. чем больше доля объема, занимаемого сердцевинкой гранулы относительно объема приповерхностного слоя, эффективная электропроводность и намагнитченность возрастают.

Литература

- [1] В.И. Одолевский. ЖТФ **21**, 6, 667 (1951)
- [2] С.Ф. Айрапетянц. ЖТФ **27**, 3, 478 (1957)
- [3] Б.Я. Балагуров. ЖЭТФ **85**, 2, 568 (1983)
- [4] R.L. McCullogh. Compos. Sci. Tech. **22**, 1, 3 (1985)
- [5] В.В. Шенников. ФММ **67**, 1, 93 (1989)
- [6] И.К. Камиллов, М.И. Даунов, А.Ю. Моллаев, С.Ф. Габитов. ФТТ **55**, 6, 1152 (2013)
- [7] *Ll. Balcells, J. Fontcuberta, B. Martinez, X. Obradors. Phys. Rev. B* **58**, 22, R14697 (1998)

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В РАЗБАВЛЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $Zn_{0.9}Cd_{0.1}GeAs_2$ ДОПИРОВАННОМ МАРГАНЦЕМ

Сайпулаева Л.А., Алибеков А.Г., Гаджиалиев М.М.

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала

э.л. почта: l.saypulaeva@gmail.com

На слитках с размерами 1x1x2.8мм из p - $Zn_{0.9}Cd_{0.1}GeAs_2$ с различными содержаниями марганца в режимах компрессии и декомпрессии давления в аппарате высокого давления типа «Тороид» измерены удельное электросопротивление и коэффициент Холла при комнатных температурах. Методика и техника эксперимента подробно описана в [1, 2]. Синтез исследуемых кристаллов проводили из высококачественных порошков $CdAs_2$, $ZnAs_2$ и Ge , приготовленных из монокристаллов по методике и технологических режимах, описанных в [3, 4]. В таблице 1 представлены параметры исследованных образцов p - $Zn_{0.9}Cd_{0.1}GeAs_2$ с различными содержаниями марганца. Базовый образец №1 проявляет диамагнетизм. Допированные Mn образцы №№2-4 являются ферромагнетиками.

Таблица №1 Характеристики исследованных образцов

№	X	Тип проводимости	ρ , Ом см	Концентрация основных носителей, cm^{-3} при 300 К
1	0	p		$7.2 \cdot 10^{19}$
2	0.06	p	0.0152	$1.9 \cdot 10^{20}$
3	0.1	p	0.0125	$1.1 \cdot 10^{20}$
4	0.14	p	0.114	$1.3 \cdot 10^{20}$

Кривые барической зависимости электросопротивления $\rho(P)$ и коэффициента Холла $R(P)$ в p - $Zn_{0.9}Cd_{0.1}GeAs_2$: Mn представлены на рисунках 1 и 2.

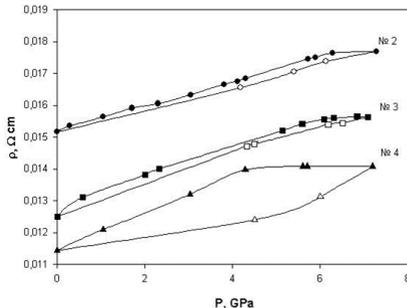


Рис.1. Барическая зависимость удельного электросопротивления для образцов №2, №3 и №4.

коэффициента Холла проходит через максимум при $P=2$ ГПа, а затем через минимум при $P=5$ ГПа.

Резкие особенности на $R_H(P)$ в кристаллах с большим процентным содержанием марганца ($x \geq 0.06$) и более выраженным ферромагнетизмом, вероятно, связаны

Из рисунка 2 видно, что удельное электросопротивление для образцов p - $Zn_{0.9}Cd_{0.1}Mn_{0.06}GeAs_2$ №2, p - $Zn_{0.9}Cd_{0.1}Mn_{0.14}GeAs_2$ №3 и $Zn_{0.9}Cd_{0.1}Mn_{0.14}GeAs_2$ №4 линейно растет с ростом давления и точка начала фазового перехода смещается с увеличением содержания марганца в сторону меньших давлений. Значения коэффициента Холла для образца №3 претерпевает максимум при $P=1.5$ ГПа, а выше 2 ГПа выходит на насыщение. В образце №2

с аномальной составляющей эффекта Холла и его модуляцией наличием узких примесных зон.

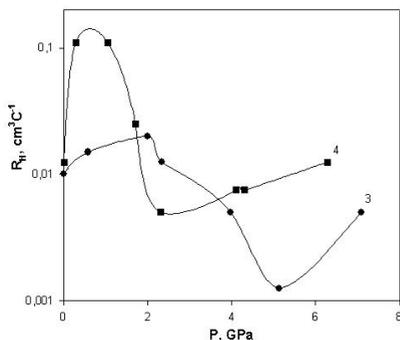


Рис.2. Барическая зависимость коэффициента для образцов №2 и №3.

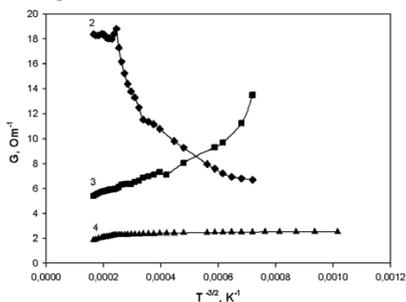


Рис.3. Температурная зависимость электропроводности для образцов №2, №3 и №4.

В целях выяснения механизмом токопереноса в приведенных в таблице 1 образцах были проведены исследования температурных зависимостей электропроводности в области 77-300 К.

Образец №2 проявляет полупроводниковый характер температурной зависимости электропроводности (рис.3, кривая 1), в то время как образцам с содержанием марганца x равном 0.1 и 0.14 характерен металлический ход этой зависимости (рис.3, кривая 2 и 3 соответственно). При этом высокотемпературная энергия активации электропроводности в образце с полупроводниковым характером составляет 0.0874 эВ, низкотемпературная – 0.044 эВ. В образце с содержанием марганца $x=0.1$ электропроводность во всей исследуемой области характеризуется энергией активации 0.03 эВ. В образце с $x=0.14$ энергия активации – 0.0448 эВ, характерная для высокотемпературной области, имеет такое же значение, как в низкотемпературной области для образца с $x=0.06$.

Литература

- [1] L.G.Khvostantsev, L.P.Vereshchagin, A.P.Novikov, *High Temp.-High Pressure*, **9** (6), 637 (1977)
- [2] А.Ю.Моллаев, Л.А.Сайпулаева, Р.К.Арсланов, С.Ф.Маренкин. *Неорган. Материалы*, **37**(4), 405 (2001)
- [3] С.Ф.Маренкин, А.Н. Раухман, А.Б.Маймасов, В.А.Попов, *Неорган. Материалы*, **33**(12), 1439 (1997)
- [4] С.Ф.Маренкин, А.Б.Маймасов, В.А.Попов, *Неорган. Материалы*, **33**(4), 394(1997)

ДАТЧИК МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МЕХАНОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ш.М. Алиев, М.Ш. Алиев, Ж.Г. Ибаев

Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Махачкала

эл. почта: ibaev77@mail.ru

Изменение вольтамперной характеристики (ВАХ) полупроводниковых приборов под действием механического давления, известное в литературе как механоэлектрический эффект, используется для создания различных датчиков давления, микрофонов, звукоснимателей, акселерометров [1, 2]. В качестве тензочувствительного элемента в механоэлектрических преобразователях используется р-п переход, транзистор, диод с барьером Шоттки, туннельный диод, а давление обычно создается одноосно [1, 2]. В данной работе показано, что на основе механоэлектрического эффекта можно создать чувствительный датчик магнитного поля.

Рассмотрим магнитный диполь с центральной осью вращения, на полюсах которого закреплены боковые иглы, которые могут оказать механическое давление на неподвижные тензочувствительные полупроводниковые элементы (рис. 1а). Если внести такой диполь в магнитное поле H , то на него будет действовать вращающий момент пары сил [3]:

$$L = MH \sin \alpha, \quad (1)$$

где M – магнитный момент диполя, α – угол между направлением H и направлением M .

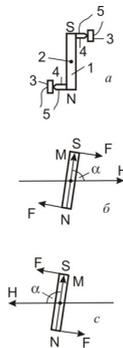


Рис. 1. а – схематическая конструкция датчика магнитного поля на механоэлектрическом эффекте: 1 – магнитный диполь; 2 – ось вращения диполя; 3 – неподвижные тензочувствительные полупроводниковые элементы; 4 – иглы; 5 – электрические выводы; б, с – пара сил, действующих на магнитный диполь при взаимно противоположных направлениях магнитного поля.

Момент сил всегда стремится повернуть диполь в направлении поля, поэтому от взаимной ориентации векторов M и H будет зависеть направление пары сил, действующих на диполь (рис. 1, б, с). Заметим, что $L = F \cdot l$ и $M = m \cdot l$, где F – сила, действующая на плечо диполя, l – расстояние между полюсами диполя, m – маг-

нитный заряд¹ полюса. С учетом этого для давления оказываемого иглой на полупроводниковый элемент, получим

$$P = \frac{F}{S} = \frac{mH \sin \alpha}{S}, \quad (2)$$

где S – площадь соприкосновения иглы с полупроводниковым элементом.

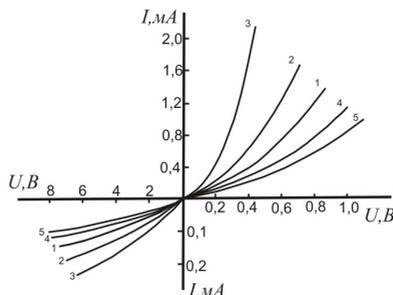


Рис. 2. Вольтамперные характеристики диодов датчика в магнитном поле:

1 – $H=0$; 2 – $H=5Э$; 3 – $H=20Э$; 4 – $H=-5Э$; 5 – $H=-20Э$

В изготовленном нами датчике использовался магнитный диполь длиной 15 мм и сечением $1,5 \times 1,5$ мм, вырезанный из самарий-кобальтового магнита марки КС37. Диполь, к полюсам которого прикреплены покрытые индием вольфрамовые иглы, устанавливался на часовом маятниковом механизме из диамагнитного материала. Диаметр острия игл составлял 60 мкм. В качестве полупроводникового материала использовались пластины германия размером 2×2 мм, и удельным сопротивлением 40 Ом·см. На одну сторону пластин наносились омические контакты из сплава Pb-Sb. Для улучшения выпрямительных свойств и создания механически прочного контакта металл-полупроводник, диод подвергался электроформовке, заключающейся в пропускании через него несколько импульсов тока амплитудой 1А и длительностью 10 мс. Готовый датчик помещался в корпус из оргстекла для защиты от пыли и влаги электрических контактов и подвижных частей датчика.

На рис. 2. приведены ВАХ датчика, помещенного в центр соленоида. Напряженность магнитного поля и ее направление регулировались подбором величины тока, пропускаемого через соленоид, и изменением его направления. Угол α подбирался равным 90° . Видно, что изменение поля в несколько эрстед приводит к заметному изменению ВАХ диодов, причём изменение направления поля на противоположное перемещает ВАХ в противоположную сторону относительно ВАХ при $H=0$. Это объясняется изменением направления пары сил, действующих на диполь с изменением направления поля (рис. 1, б, с).

Литература

- [1] А.Л. Полякова *Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов* (М.: Энергия) 167 с (1979)
- [2] И.И. Кривоносов *Полупроводниковые электроакустические преобразователи в радиосхемах* (М.: Энергия) 87 с (1977)
- [3] С. Тикадзуки *Физика ферромагнетизма* (М.: Мир) 302 с (1983)

¹ Понятие магнитный заряд обычно вводится для удобства по аналогии с электрическим зарядом. Магнитный заряд имеет размерность магнитного потока - [Вб].

РАЗМЕРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ АДСОРБЦИОННЫХ СВОЙСТВ НАНОПЛЕНОК ИТТЕРБИЯ, ВЫРАЩИВАЕМЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ: СИСТЕМА CO-Yb-Si(111)

М.В. Кузьмин¹, М.А. Митцев¹, А.М. Мухучев²

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

² Филиал Московского автомобильно-дорожного государственного технического университета, Махачкала

тел.: (812) 292-7148, факс: (812) 297-1017, эл. почта: m.kuzmin@mail.ioffe.ru

Исследована адсорбция монооксида углерода на пленках иттербия нанометровой толщины (от 1 до 16 монослоев). Пленки создавались путем напыления иттербия на монокристаллические кремниевые подложки Si(111) при комнатной температуре.

Изучены изотермы адсорбции, т.е. зависимости количества адсорбированных молекул CO от дозы монооксида углерода. Прослежены также аналогичные зависимости для работы выхода нанопленок иттербия. Наконец, исследованы зависимости работы выхода от количества адсорбированных на поверхности молекул CO.

С помощью изотерм адсорбции обнаружен размерный эффект. Суть его состоит в том, что количество адсорбированных молекул при заданной дозе зависит от толщины пленок: с ростом последней возрастает количество адсорбата на поверхности. Размерный эффект обнаруживается также и при сравнении работ выхода структур вида CO-Yb-Si(111), отличающихся друг от друга только толщиной нанослоя металла. Указанные эффекты обусловлены, в конечном счете, кулоновским взаимодействием локализованных на поверхности электронов, осуществляющих связь молекул CO с нанопленками, и электронами проводимости иттербия. Это зависящее от толщины пленок взаимодействие выталкивает электроны проводимости из иттербия в адсорбированные молекулы, что приводит к изменению зонной структуры металла. В результате иттербий при достаточно большой концентрации молекул на поверхности нанопленок из двухвалентного состояния переходит в трехвалентное. Полученные результаты указывают на качественное отличие процессов адсорбции на нанопленках иттербия от аналогичных процессов на макроскопических образцах. При адсорбции на нанопленках иттербия громадную, определяющую роль играет кулоновское взаимодействие между локализованными на поверхности электронами, осуществляющими связь молекул с подложкой, и электронами проводимости иттербия. В случае же макроскопических образцов роль этого взаимодействия незначительна, и его влиянием на электроны проводимости в объеме пленки в целом можно пренебречь. Таким образом, изменение адсорбционных и электронных свойств нанопленок иттербия при нанесении молекул CO зависит от толщины этих пленок. Эти размерные зависимости адсорбционных и электронных свойств пленок иттербия нанометровой толщины обнаружены впервые.

ФОРМИРОВАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ФОТОКАТОДА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InP/InGaAs

К.Я. Смирнов^{1,2}, В.В. Давыдов³, В.Ю. Рудь^{3,4}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций имени профессора М. А. Бонч-Бруевича, Санкт-Петербург

² ОАО "Центральный научно-исследовательский институт "Электрон", Санкт-Петербург

³ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург

⁴ Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

тел: (812) 547-8830, факс: (812) 547-8830, эл. почта: kjsmirnov113@gmail.com

В настоящее время всё более широкое применение находят различные фотодетекторы, работающие в спектральном диапазоне 0,9-1,7 мкм (SWIR). Активно развивается направление инфракрасных видеокамер на основе InGaAs матриц. Однако, характеристики чувствительности и пороговой облученности таких камер являются недостаточными для ряда специальных задач, связанных с регистрацией отраженного ИК-излучения в условиях плохой видимости. Вакуумные фотоэлектронные приборы с фотокатодами позволяют обеспечить значительно более высокие показатели чувствительности за счет внутреннего усиления. В случае ИК спектрального диапазона в качестве фотокатода, реализованного по принципу междолинного переноса электронов (ФКМПЭ), используется гетероструктура InP/InGaAs[1-2].

Фотокатод представляет собой гетеропару фосфид индия – индий галлий арсенид, выращенную методом химического осаждения из газовой фазы металлоорганических соединений (MOCVD) на подложке InP 350 мкм. Для формирования на поверхности структуры барьера Шоттки, необходимого для создания ФКМПЭ, осуществлялось напыление Ti. Титановый электрод представлял собой сетку толщиной 300 ангстрем. Для создания эффективного фотокатода, на атомарно чистую поверхность InP/InGaAs гетероструктуры с Ti электродом осаждались молекулы Cs и O₂ в сверхвысоком вакууме. Получение чистой поверхности InP/InGaAs является крайне сложной задачей из-за физических свойств InP, который в отличие от других полупроводниковых материалов группы A₃B₅ (GaAs), не способен подвергаться очистке путем прогрева в вакууме из-за низкой температуры деградации поверхности (320 °C). Таким образом, крайне важное значение имеет довакуумная химическая обработка образцов, которая не только осуществляет очистку структуры, но и формирует пассивирующий слой, обеспечивающий возможность переноса образца в атмосферных условиях без формирования окисла[2-3].

В результате процесса активировки фотокатодной структуры были получены результаты квантовой эффективности на уровне нескольких процентов (Рис. 1). Этот результат может быть значительно увеличен путем оптимизации концентрации и толщины эпитаксиальных слоев InP/InGaAs, а также повышения общего уровня качества и чистоты проводимых технологических процессов.

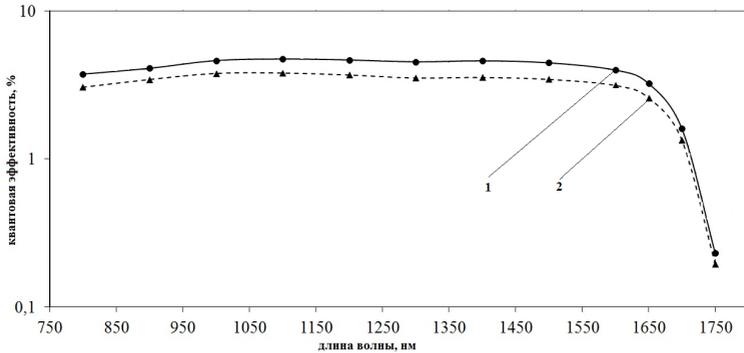


Рис. 1. Спектральные характеристики InP/InGaAs гетероструктур при напряжении смещения, поданного на Ti электрод: 1 – $U_{см} = 3$ В; 2 – $-U_{см} = 2$ В

Полученные гетероструктуры могут быть использованы в гибридных фотоприемных устройствах, содержащих в одном вакуумном объеме фотокатод и электронночувствительный элемент[4]. В качестве такого элемента, в зависимости от поставленной задачи, могут быть использованы массивы pin-диодов, SPD APD для детектирования интенсивности отраженного ИК излучения, а также электронно-чувствительные ППЗ-матрицы (Electron Bombardment Back Side CCD) для формирования TV-изображения в реальном времени.

Литература

- [1] V.W. Aebi, D.F. Sykora, M.J. Jurkovic, K.A. Costello *Proc. of SPIE*, v. 8033 80330T (2011)
- [2] K.J. Smirnov, V.I. Medzakovskiy, V.V. Davydov, M.G. Vysoczky, S.F. Glagolev *J. of Phys: Conference Series* **917(6)** 062019 (2017)
- [3] Y. Sun , Z. Liu, F. Machuca, P. Pianetta , W. Spicer *SLAC-PUB* 11018 (2005)
- [4] K.J. Smirnov, V.V. Davydov, S.F. Glagolev, N.S. Rodygina, N.V. Ivanova. *Journal of Physics: Conference Series* 1038 012102 (2018)

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аббасов И.И. 274
Абдинов А.Ш. 155
Абдинов Д.Ш. 144
Абдинова Г.Д. 144
Абдулхейов Р.А. 102
Аболмасов С.Н. 183, 195, 220, 236, 258
Абрамов А.С.
183,193,205,216,220,222,236,258
Абрашова Е.В. 75
Аванесян В.Т. 268
Аверин А.А. 38
Агапов Б.Л. 249
Аймаганбетов К.П. 225
Алдияров А.У. 225
Алейникова К.Б. 98
Алекберов Р.И. 110, 140
Александрович Е.В. 146
Алескеров Ф.К. 104
Алибеков А.Г. 280
Алиев А.М. 171
Алиев М.Ш. 282
Алиев Ш.М. 282
Алиева Т.Д. 144
Аликин Д.О. 134
Алмасов Н.Ж. 225
Альмяшева О.В. 189
Амасев Д.В. 164, 176
Андроников Д.А. 216, 258
Анкудинов А.В. 106
Ануфриев Ю.В. 22
Асембаева А.Р. 32
Аскеров Д.Ж. 118, 274
Атаева С.У. 142
Афанасьев В.П. 20
Ахундова Н.М. 144
Ашкинази Е.Е. 28, 203
- Бабаев А.А. 40, 171
Бабаев С.С. 142
Бабаева Р.Ф. 155
Бабич А.В. 83,96, 208
Багиева Г.З. 144
Базлов В.М. 195
- Байдусь Н.В. 55
Баринов А.Д. 20, 130, 132
Барков К.А. 56, 256
Башарова Д. 79
Безуглая Е.В. 210, 218
Белолипецкий А.В. 53, 244
Белорус А.О. 79
Беседина Н.А. 17
Беспалова К. 79
Бобков А.А. 260
Боббль А.В. 187, 199, 226
Бодиско Ю.Н. 20
Бодягин Н.В. 191
Богословский Н.А. 114
Бойко М.Е. 267
Бойко А.М. 267
Бокова-Сирош С.Н. 38
Большаков А.П. 203
Боргардт Н.И. 83
Бородзюля В.Ф. 26
Боряков А.В. 53
Букина Я.В. 79
Быков Н.А. 59
Былев А.Б. 114
- Варежников А.С. 260
Вербицкий В.Н. 193, 222
Вильданова М.Ф. 162, 189
Виноградов А.Я. 17
Вихров С.П. 191,231
Вишняков Н.В. 128, 218, 231
Возняковский А.А. 185
Возняковский А.П. 185
Волкова Я.Ю. 34,250
Воробьев Ю.В. 85, 106, 108, 122, 124
Воронец Я.С. 69, 71
Воронов М.М. 88, 106, 116, 153
Воропаев К.О.
Врублевский И.А. 240
Вуль А.Я. 11
- Гаджиалиев М.М. 280
Гадиев Р.М. 201

- Гапоненко Н.В. 224
 Гарибова С.Н. 114, 142
 Гасанов О.М. 118
 Гасанов Х.А. 274
 Герасименко А.Ю. 124
 Гиппиус Н.А. 88
 Глухенькая В.Б. 124
 Голованова М.В. 247
 Гололобов В.М. 30
 Голосов Д.А. 224
 Голубев В.Г. 11, 17, 197, 265
 Грачев В.А. 53
 Григорьев Л.В. 59
 Григорьева Н.А. 120
 Грудинкин С.А. 17
 Грязев А.С. 20
 Гудзев В.В. 231
 Гурченко В.С. 47
 Гусаров В.В. 189
 Гусейнов Д.И. 118, 274
 Гусейнов И.Т. 102
 Гусейнов Н.Р. 32, 44
- Давыдов В.В. 285
 Данько В.Н. 90
 Даунов М.И. 278
 Дашдемиров А.О. 118
 Дервяго А.Н. 30,38
 Домашевская Э.П. 249, 256
 Дроздовский А.В. 183, 234
 Дронова Д.А. 86
 Дукин А.А. 197
 Дьяков С.А. 88
 Дюдьбин Г.Д. 24
- Егорова Я.Б. 59
 Емцев К.В. 193, 205, 222, 258
 Ермачихин А.В. 229, 247
 Ершов А.В. 53,55, 249
 Еуров Д.А. 11, 265
- Жаркой А.Б. 94
 Жерздев А.В. 153
 Жуков Ю.М. 79, 136
 Журавский С.Г. 79
- Завадский С.М. 224
 Закирова Р.М. 254
 Занин И.Е. 56
 Зарецкая Г.А. 183, 234
 Захарова И.Б. 26
 Зеленовский П.С. 34
 Зенова Е.В. 22
 Зинченко Е.Н. 98, 249
 Змейкин А.А. 98
 Зобов М.Е. 40, 171
 Зуев Д.А. 126
 Зыбина Ю.С. 83, 85, 108, 122
- И**баев Ж.К. 282
 Ивков С.А. 256
 Игнатова К.С. 134
 Ильинский А.В. 276
 Ионов А.В. 183
 Исаев А.И. 110, 140, 142
 Ишмурастов П.А. 258
- К**азанский А.Г. 65, 164, 176
 Казакова Л.П. 114
 Калинин К.Б. 183
 Капралова В.М. 276
 Карабанова И.А. 53, 55
 Карлина Л.Б. 267
 Карпенко Н.И. 47
 Карягина О.К. 189
 Кастро Р.А. 178, 276
 Кириленко Д.А. 11, 86, 265
 Киселев Е.А. 250
 Ковалевский А.А. 69, 71
 Когай В.Я. 73
 Козик В.В. 101, 169
 Козлов С.С. 162, 189
 Козлова М.В. 28, 38
 Козюхин С.А. 83, 85, 86, 101, 106,
 108, 120, 122, 124, 164, 169, 176
 Колос В.В. 224
 Колосницын Б.С. 90
 Комленок М.С.30
 Комолов А.С. 79
 Кондрашов А.В. 183
 Конников С.Г. 267

- Конов В.И. 28, 203
 Коновалов А.В. 256
 Кононенко В.В. 30
 Кононов А.А. 178
 Коноплев Г.А. 224
 Коныхов О.И. 63, 195, 212, 270
 Конахин С.В. 17
 Корнилов Д.Ю. 40
 Котина И.М. 195, 212
 Кочунов К.В. 224
 Кошельков И.И. 28, 203
 Коюда Д.А. 243, 249, 252
 Кривоги́на Е.В. 169
 Крылов П.Н. 254
 Кузнецов Д.К. 250
 Кузнецов Д.Ф. 69, 71
 Кузьмин М.В. 284
 Кузьмичева М. 86
 Кузякин Я.Д. 55
 Кукин А.В. 122, 236
 Куликова Т.В. 249
 Курдюков Д.А. 11, 265
 Курова И.А. 61
 Курочка К.В. 134
- Лазаренко П.И. 83, 85, 86, 96, 108,
 120, 122, 124, 169
 Лачинов А.Н. 201
 Левицкий В.С. 40, 258
 Левкевич Е.А. 260
 Литвинов В.Г. 229, 231, 247
 Локтионова О.Е. 256
 Лушпа Н.В. 240
 Львов П.Е. 24
- М**азинг Д.С. 260
 Мазинов А.С. 47
 Макаров С.В. 126
 Максимов А.И. 260
 Малышкин В.Г. 226
 Мальчукова Е.В. 150, 152, 220, 236
 Мамедов Ф.И. 274
 Мамедова Х.И. 140
 Мараева Е.В. 75
 Мартынов М.И. 183, 234
- Мартыянов А.К. 28
 Марченко А.В. 94, 136
 Марченко Д. 243
 Маслов А.Д. 128, 210, 218
 Матюшкин Л.Б. 238
 Мацукатова А.Н. 65
 Медведев А.В. 197
 Мелех Б.Т. 106
 Мельникова Н.В. 134
 Мехтиева С.И. 110, 140, 142
 Миличко В.А. 126
 Минаков Д.А. 56
 Мирошников Б.Н. 130, 132
 Мирошникова А.Н. 130, 132
 Митцев М.А. 284
 Михалевич В.Г. 164
 Михеев Г.М. 73, 146
 Мишустин В.Г. 231
 Молоденский М.С. 24
 Мошников В.А. 75, 77, 79, 238, 240,
 260
 Муратова Е.Н. 240
 Мурсалов С.М. 191
 Мусаев А.М. 278
 Мусихин С.Ф. 173
 Мустафаев А.С. 77
 Мустафаев Н.Б. 144
 Мухин Н.В. 224
 Мухучев А.М. 284
 Мытарев М.А. 28, 203
- Н**абиуллина Л.А. 276
 Набиева С.А. 104
 Налимова С.С. 260
 Нгуен Тхи Ханг 101
 Неверовская А.Ю. 185
 Нежданов А.В. 55
 Немкаева Р.Р. 32, 44
 Нестеров Д.Н. 256
 Нестоклон М.О. 244
 Никитин А.А. 183
 Никитин С.Е. 199
 Николаев И.И. 120
 Никольская А.Б. 162, 189
 Няпшаев И.А. 193, 222, 258

- Овсянников Р. 243, 249, 252
 Ормонт Н.Н. 61
- Павликов А.В.** 65
 Павлов А.А. 24
 Паневин А.А. 79
 Парина Е.В. 243, 249, 252
 Пашаев А.М. 92, 102, 104
 Певцов А.Б. 88, 106, 126, 153
 Пепеляев Д.В. 214
 Пермьяков Н.В. 75
 Петров А.В. 183
 Петросян Т.К. 42
 Писарев Р.А. 254
 Писковатская И.В. 268
 Пислярук А.К. 243
 Поклонский Н.А. 30, 38
 Полохин А.А. 85, 124, 169
 Поляков И.Ю. 56
 Попов А.И. 13, 20
 Попова И.О. 276
 Попович А.Ф. 38
 Портнова М.О. 79
 Пресняков М.Ю. 20, 86, 130
 Приходько А.В. 63, 270
 Провоторов П.С. 128
- Работягов К.В.** 47
 Рабчинский М.К. 11, 17
 Ральченко В.Г. 28, 36, 203
 Рогачев М.А. 208
 Романов Н.М. 26, 173
 Руденко М.В. 224
 Рудь В.Ю. 285
 Русинов Г.Л. 161
 Рыбин М.В. 126
 Рыбин Н.Б. 191
 Рыбина Н.В. 191
 Рыжов В.А. 166
 Рябко А.А. 260
 Рягузов А.П. 32, 44
 Рязанов Р.М. 24
- Савельев М.С.** 124
 Сазонов В.О. 210
- Сайпулаева Л.А. 280
 Садыхов И.З. 102
 Седов В.С. 28, 36, 203
 Семенов А.В. 193, 216, 220
 Семенов А.Р. 247
 Семенова А.А. 260
 Сербин О.В. 56
 Сергеева Н.М. 138
 Серегин П.П. 94, 136
 Середин П.В. 56
 Сиваков В. 243
 Сигаев В.Н. 85
 Скворцов А.П. 153
 Слаутин Б.Н. 134
 Смаев М.П. 85
 Смердов Р.С. 77
 Смирнов А.Н. 265
 Смирнов К.Я. 285
 Соболев В.В. 45, 67, 272
 Соболев В.Вал. 45, 67, 272
 Соколовский Д.Н. 34
 Сомов П.А. 79
 Спивак Ю.М. 77, 79
 Срессели О.М. 53
 Стовпяга Е.Ю. 265
 Стожаров В.М. 276
 Стрельцов Е.А. 252
 Строгова А.С. 69, 71
 Сударь Н.Т. 26
 Суханова Г.В. 42
 Сысоев В.В. 260
- Тагаченков А.М.** 22
 Тагиев Б.Г. 92, 102, 104
 Тагиев О.Б. 92, 102, 104
 Тамеев А.Р. 161
 Тархов М.А. 22
 Тебеньков А.В. 42, 148
 Терехов В.А. 56, 249, 256
 Терехов Д.Ю. 83, 96, 214
 Териуков Е.И. 40, 56, 94, 136, 150, 152, 171, 183, 187, 193, 195, 199, 202, 216, 220, 222, 225, 226, 236, 246, 258
 Териукова Е.Е. 258
 Титов А.С. 205

- Тиходеев С.Г. 88
Тихомирова Г.В. 42, 148
Ткачев С.В. 40
Токмолдин Н.С. 225
Токмолдин С.Ж. 225
Толкач Н.М. 128
Трапезникова И.Н. 150, 152, 199, 220, 246
Трегулов В.В. 229
Троян Е.Ф. 90
Турищев С.Ю. 243, 249, 252
Тухконен Л.М. 195
- Ундалов Ю.К. 56, 246
Фараджева М.П. 63
Федотов А.К. 252
Федотова И.В. 254
Федотова Ю.А. 252
Федянина М.Е. 122
Феоктистов Н.А. 197
Фефелов С.А. 114
Фоменко Ю.Л. 256
Форш П.А. 65
Фурсей Г.Н. 185
- Халугарова К.Н. 75
Хмельницкий Р.А. 30, 38, 203
Холов П.А. 224
Холомина Т.А. 247
Хомич А.А. 19, 28, 30, 36, 38, 203
Хомич А.В. 28, 30, 38, 203
- Цэндин К.Д. 114
- Чекулаев М.С. 49
Чернякова Е.В. 240
Чигиринский Ю.И. 86
Чистякова Л.В. 79
Чмель Е.А. 195, 212
Чувенкова О.А. 243
Чумаков Р.Г. 243
- Шадрин Е.Б. 276
Шарков М.Д. 267
Шахович К.Б. 94, 136
Швидченко А.В. 11
- Шевалеевский О.И. 162, 189
Шевченко А.И. 47
Шелопин Г.Г. 193, 222
Шерматов К.Р. 250
Шерченков А.А. 83, 86, 96, 122, 124, 208
Школьников Е.В. 112
Шлэйзенер А. 243
Шорникова Е.В. 265
Штерн Ю.И. 208
Шупегин М.Л. 20
- Эйдельман Е.Д. 17
- Юсупов А.Р. 201
- Ястребов С.Г. 49
Яговкина М.А. 265
Яковлев Д.Р. 106, 265
Яковлев С.А. 88
Якубов А.О. 83, 86, 96, 08, 122, 214
Ясиевич И.Н. 244
- Akimov I.A. 88
Aktepe Sidar 239
Bal Altuntaş D. 239
Craig C. 153
Hewak D.H. 153
Ismailova G. 100
Kasap S. 153
Koughia C. 10, 153
Kolobov A.V. 9
Maksimova S.Ya. 100
Nevruzoğlu Vagif 239
Ngo Ngoc Ha 58
Öztürk Göktürk 239
Prikhodko O. 100
Tolepov Zh. 100
Tomaki M.239
Tran Van Quang 157
Turmanova K.N. 100
Zhakupov A. 100

СОДЕРЖАНИЕ

Памяти Константина Дамдиновича Цэдина.....	5
--	---

Пленарное заседание

Two-dimensional chalcogenide semiconductors and their heterostructures

A.V. Kolobov	9
--------------------	---

X-ray induced sM^{3+} TO sM^{2+} conversion: physics, chemistry and application to microbeam radiation therapy

Cytil Koughia	10
---------------------	----

Изучение механизма агрегации и пептизации углеродных наноточек, синтезированных темплатным методом

Д.А. Курдюков, Д.А. Еуров, Д.А. Кириленко, М.К. Рабчинский, А.В. Швидченко, А.Я. Вуль, В.Г. Голубев.....	11
--	----

Классификация полупроводниковых материалов по степени упорядочения их атомной структуры

А. И. Попов	13
-------------------	----

Секция А.

Аморфный углерод, наноуглерод, графен и другие широкозонные материалы

Получение тонких графитоподобных плёнок методом магнетронного распыления: структурные, оптические и электрические свойства

С.А. Грудинкин, А.Я. Виноградов, Н.А. Беседина, С.В. Коняхин, М.К. Рабчинский, Е.Д. Эйдельман, В.Г. Голубев.....	17
--	----

Эффект пространственного ограничения фононов в наноразмерных и в радиационно-поврежденных алмазах

А.А. Хомич.....	19
-----------------	----

Образование соединений металла в алмазоподобных кремний-углеродных плёнках

В.П. Афанасьев, А.Д. Баринов, Ю.Н. Бодиско, А.С. Грязев, А.И. Попов, М.Ю. Пресняков, М.Л. Шупегин.....	20
--	----

Исследование фотопоглощающих свойств унт различной морфологии и оценка возможности их интеграции в существующие фотоэлектрические преобразователи

Ю. В. Ануфриев, Е. В. Зенова, А.М. Тагаченков, М. А. Тархов.....	22
--	----

Временная динамика процесса формирования наночастиц катализатора для синтеза углеродных нанотрубок

М.С. Молоденский, Г.Д. Дюдьбин, П.Е. Львов, А.А. Павлов, Р.М. Рязанов.....	24
--	----

Обратимое переключения в низкоомное состояние в тонких пленках фуллерена C_{60}

И.Б. Захарова, В.Ф. Борodziоля, Н.М. Романов, Н.Т. Сударь.....	26
--	----

Применение спектроскопии комбинационного рассеяния света для исследования структуры многослойных нанокристаллических алмазных покрытий

Е.Е. Ашкинази, А.А. Хомич, В.С. Седов, А.К.Мартьянов, М.В. Козлова, А.В. Хомич, М.А. Мытарев, Кошельков И.И., В.Г. Ральченко, В.И. Конов..... 28

Исследование аморфизации алмаза под воздействием интенсивного фемтосекундного лазерного излучения

В.В. Кононенко, А.А. Хомич, Р.А. Хмельницкий, В.М. Гололобов, М.С. Комленок, А.В. Хомич, А.Н. Деряго, Н.А. Поклонский..... 30

Зависимость оптической ширины запрещенной зоны в DLC a-C$\langle Pd \rangle$ пленках от условий синтеза

А.П. Рягузов, Р.Р. Немкаева, Н.Р. Гусейнов, А.Р. Асембаева 32

Исследование электрических и структурных свойств кристаллов фуллерена C₇₀ при давлениях до 45 ГПа

Д.Н. Соколовский, П.С. Зеленевский, Я.Ю. Волкова 34

Особенности двухфононного ик поглощения в облученных реакторными нейтронами алмазах и в нанокристаллических алмазных пленках

А.А. Хомич, В.Г. Ральченко, В.С. Седов 36

Дефектная структура алмазов, аморфизованных высокодозовым облучением реакторными нейтронами

А.А. Хомич, А.А. Аверин, С.Н. Бокова-Сирош, А.Н. Деряго, М.В. Козлова, Н.А. Поклонский, А.Ф. Попович, Р.А. Хмельницкий, А.В. Хомич..... 38

Температурная зависимость электрического сопротивления оксида графена

А.А. Бабаев, М.Е.Зобов, Д.Ю. Корнилов, С.В. Ткачев, Е.И. Теруков, В.С. Левицкий 40

Барические особенности проводимости и тэдс графита при комнатной температуре

Т.К. Петросян, Суханова Г.В., Тебеньков А.В., Г.В. Тихомирова..... 42

Оптические свойства и электронная структура кристалла 6H - SiC

В.Вал. Соболев, В.В. Соболев 45

Изменение проводящих свойств фуллеренсодержащих пленок в зависимости от концентрации фуллерена C₆₀

Шевченко А.И., Карпенко Н.И., Гурченко В.С., Работягов К.В., Мазинов А.С. 47

Наноразмерные кластеры на основе гибрида графена и даймондена, модифицированные металлами (Fe, Ni, Co)

С.Г. Ястребов, М.С. Чекулаев 49

Секция В.

Аморфный, микрокристаллический, наноструктурированный кремний и материалы на его основе

Фоточувствительность слоев нанокристаллов SiGe в матрице SiO₂

О.М. Сресели, А.В. Белолипецкий, Д.А. Грачев, И.А. Карабанова, А.В. Боряков, А.В. Ершов 53

Получение и свойства структур с массивами нанокристаллов кремния в матрицах CeO₂ и SiO₂

А.В. Ершов, Я.Д. Кузякин, И.А. Карабанова, А.В. Нежданов, Н.В. Байдусь 55

Перестройка оптических свойств пленок SiO_x при кристаллизации нанокластеров кремния

В.А. Терехов, Е.И. Теруков, Ю.К. Ундалов, К.А. Барков, И.Ю. Поляков, Д.А. Минаков, И.Е. Занин, О.В. Сербин, П.В. Середин 56

Defect driven photo-generated carrier relaxation in the binary alloys of Si-Ge nanocrystals

Ngо Ngос На 58

Исследование фотолуминесценции и электрофизических свойств тонкопленочной структуры SiO₂-nano Si, легированной Er и Yb

Л.В. Григорьев, Н.А. Быков, Я.Б. Егорова 59

Фотоиндуцированные изменения фотопроводимости в нелегированных пленках аморфного гидрированного кремния при температурах выше комнатных

И.А. Курова, Н.Н. Ормонт 61

Наноструктурированные материалы на основе YBa₂Cu₃O_{7-δ}

М.П. Фараджева, А.В. Приходько, О.И. Коньков 63

Влияние фемтосекундного лазерного облучения на концентрацию носителей заряда в легированном бором аморфном гидрогенизированном кремнии

А.В. Павликов, А.Г. Казанский, А.Н. Мацукатова, П.А. Форш 65

Оптические свойства и электронная структура кремния и силицида магния

В.Вал. Соболев, В.В. Соболев 67

Изучение закономерностей формирования и распределения нанокластеров германия в твердых растворах Si-Ge

А.А. Ковалевский, А.С. Строгова, Я.С. Воронец, Д.Ф. Кузнецов 69

Исследование формирования нанокластеров на аморфных поверхностях с различной энергией связи на межфазной границе

А.А. Ковалевский, А.С. Строгова, Я.С. Воронец, Д.Ф. Кузнецов 71

Топохимические реакции и фазовые превращения в наноразмерной двухслойной пленке Bi/Se

В.Я. Когай, Г.М. Михеев 73

Компьютерное моделирование процессов адсорбции инертных газов в полупроводниковых пористых матрицах для устройств оптоэлектроники

Е.В. Абрашова, Е.В. Мараева, В.А. Мошников, Н.В. Пермяков, К.Н. Халугарова.
..... 75

Композиционные наноструктуры на основе графена и пористого кремния для систем плазменной энергетике нового поколения

Р.С. Смердов, А.С. Мустафаев, Ю.М. Спивак, В.А. Мошников..... 77

Частицы пористого кремния как транспортные системы для адресной доставки лекарств ко внутреннему уху

Ю.М. Спивак, С.Г. Журавский, В.А. Мошников, А.О. Белорус, А.А. Паневин, К. Беспалова, П.А. Сомов, Л.В. Чистякова, Ю.М. Жуков, А.С. Комолов, Я.В. Букина, М.О. Портнова, Д. Башарова 79

Секция С.

Халькогенидные и стеклообразные полупроводники

Влияние метода осаждения на свойства тонких пленок материалов фазовой памяти

А.А. Шерченков, С.А. Козюхин, Н.И. Боргардт, П.И. Лазаренко, А.В. Бабич, А.О. Якубов, Д.Ю. Терехов, Ю.С. Зыбина 83

Лазерная модификация материалов фазовой памяти

С.А. Козюхин, П.И. Лазаренко, Ю.В. Воробьев, М.П. Смаев, А.А. Полохин, Ю.С. Зыбина, В.Н. Сигаев 85

Применение метода имплантации для управления свойствами тонких пленок фазовой памяти

П.И. Лазаренко, С.А. Козюхин, А.А. Шерченков, А.О. Якубов, М.Ю. Пресняков, Е.П. Кириленко, Д.А. Дронова, М. Кузмичева, Ю.И. Чигиринский..... 86

Оптические свойства опаловых фотонных кристаллов, покрытых слоем $Ge_2Sb_2Te_5$

С.А. Дьяков, М.М. Воронов, С.А. Яковлев, I.A. Akimov, А.Б. Певцов, С.Г. Тиходеев, Н.А. Гиппиус..... 88

Эффекты памяти и переключения в тонкопленочных халькогенидных соединениях $GeTe/Sb_2Te_3$

Е.Ф. Троян, Б.С. Колосницын, В.Н. Данько 90

Эффект пула-френкеля в халькогенидных полупроводниках с различными кристаллическими структурами

А.М.Пашаев, Б.Г. Тагиев, О.Б.Тагиев..... 92

Антиструктурные дефекты в халькогенидных стеклах

П.П. Серегин, Е.И. Теруков, А.В. Марченко, А.Б. Жаркой, К.Б. Шахович..... 94

Изучение особенностей кинетики кристаллизации тонких пленок материалов фазовой памяти по результатам измерений температурных зависимостей удельного сопротивления

А.О. Якубов, А.А. Шерченков, А.В. Бабич, П.И. Лазаренко, Д.Ю. Терехов 96

Особенности атомного строения аморфных полупроводников и металлических стекол	
К.Б. Алейникова, Е.Н. Зинченко, А.А. Змейкин	98
Composition and structure of nano-scaled gst films, modified by silver impurity	
K.N. Turmanova, A.S. Zhakupov, Zh.K. Tolepov, G.A. Ismailova, S.Ya. Maksimova, O.Yu. Prikhodko	100
Аморфные тонкие пленки As_2X_3 (X=S, Se), полученные методом спин-коатинга раствора	
НгуенТхи Ханг, Козик В.В., Козюхин С.А.	101
Фотолюминесцентные свойства $BAGA_2SE_4$ легированный редкоземельными элементами (ce, eu)	
А.М. Пашаев, Б.Г. Тагиев, О.Б. Тагиев, И.З. Садыхов, И.Т. Гусейнов, Р.А. Абдулхейов	102
Формирование эшелонов и антиэшелонов на основе твердых растворов $Sb_2Te_3 - Bi_2Te_3$	
Пашаев А.М.Д., Тагиев Б.Г., Тагиев О.Б., Набиева С.А., Алескеров Ф.К.	104
Фазовые изменения и формирование периодических структур на поверхности пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ при лазерном воздействии	
С.А. Яковлев, А.В. Анкудинов, Ю.В. Воробьев, М.М. Воронов, С.А. Козюхин, Б.Т. Мелех, А.Б. Певцов	106
Моделирование изменения удельного сопротивления и коэффициента отражения тонкой пленки $Ge_2Sb_2Te_5$ при кристаллизации в условиях температурного отжига	
Ю.В. Воробьев, П.И. Лазаренко, С.А. Козюхин, Ю.С. Зыбина, А.О. Якубов	108
The analysis of optical constants for As_40Se_60, $As_40Se_30Te_30$, $As_40Se_30S_30$ compositions	
R. I. Alekberov, A. I. Isayev, S.I. Mekhtiyeva	110
Структурно-химические особенности полупроводниковых стекол систем $As_2Se_3-Sb_2Se_3$ и As_2Se_3-Sb	
Е.В. Школьников	112
Температура шнура тока, возникающего при переключении в тонких слоях полупроводников системы Ge-Sb-Te	
С.А. Фефелов, Л.П. Казакова, Н.А. Богословский, К.Д. Цэндин, А.Б. Былев, С.Н.Гарибова	114
Анализ системы скоростных уравнений для изучения особенностей спектров ап-конверсионной фотолюминесценции редкоземельных ионов в халькогенидной матрице	
М.М. Воронов	116
Компенсирующие действия примеси празециума на проводимости твердых растворов на основе SnSe	
А.О. Дашдемиров, Дж.И. Гусейнов, О.М. Гасанов, Д.Ж. Аскеров	118

Фазовый переход «аморфное-кристаллическое состояние» в тонких пленках GST225, исследованный методом синхротронной дифракции в геометрии скользящего отражения

С.А. Козюхин, Н.А. Григорьева, И.И. Николаев, П.И. Лазаренко..... 120

Влияние кристаллизации на оптические свойства аморфных тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

М.Е. Федянина, П.И. Лазаренко, Ю.В. Воробьев, А.А. Шерченков, С.А. Козюхин, А.В. Кукин, А.О. Якубов, Ю.С. Зыбина..... 122

Кристаллизация и аморфизация тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ под воздействием не-лазерного излучения

В.Б. Глухенькая, П.И. Лазаренко, С.А. Козюхин, Ю.В. Воробьев, А.А. Шерченков, М.С. Савельев, А.А. Полохин, А.Ю. Герасименко..... 124

Субмикронные сферические частицы GeSbTe , переключаемые световыми импульсами

М.В. Рыбин, А.Б. Певцов, С.В. Макаров, Д.А. Зуев, В.А. Миличко..... 126

Метод расчета комплексного показателя преломления тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

Н.В. Вишняков, А.Д. Маслов, П.С. Провоторов, Н.М. Толкач..... 128

Структура и электрофизические свойства фоточувствительных элементов на основе микрокристаллических халькогенидов свинца

Б. Н. Мирошников, И. Н. Мирошникова, А. Д. Баринов, М. Ю. Пресняков..... 130

Кислород в микрокристаллических сульфидах свинца и кадмия

Б. Н. Мирошников, И. Н. Мирошникова, А. Д. Баринов..... 132

Формирование фрактальных структур серебра на поверхности стеклообразных ионных проводников $\text{AgGe}_{1-x}\text{As}_{1-x}\text{S}_3$ и композитов на их основе, содержащих одностенные углеродные нанотрубки

Н.В. Мельникова, К.В. Курочка, Б.Н. Слаугин, Д.О. Аликин, К.И. Игнатова..... 134

Состояние примесных атомов ^{119m}Sn в стеклообразных халькогенидах мышьяка в условиях радиоактивного равновесия изотопов $^{119m}\text{Te}/^{119}\text{Sb}$

П.П. Серегин, Е.И. Теруков, А.В. Марченко, Н.Н. Жуков, К.Б. Шахович..... 136

Применение рамановской и поверхностно- усиленной рамановской спектроскопии в изучении плёнок люминофора

Н.М. Сергеева..... 138

Корреляция между структурой и физическими свойствами халькогенидной стеклообразной полупроводниковой системы As-Ge-Se

А.И. Исаев, С.И. Мехтиева, Х.И. Мамедова, Р.И. Алекберов..... 140

Исследование структуры пленок халькогенидной стеклообразной полупроводниковой системы Se-As-EuF_3 методом комбинационного рассеяния света

С.Н.Гарибова, С.И. Мехтиева, А.И.Исаев, С.У.Атаева, Бабаев С.С..... 142

Электрофизические свойства монокристаллов SnTe с различными концентрациями вакансий в подрешетке олова

Г.З. Багиева, Г.Д. Абдинова, Т.Д. Алиева, Н.М. Ахундова, Н.Б. Мустафаев, Д.Ш. Абдинов.....	145
Лазерно-индуцированные изменения оптических свойств стеклообразных плёнок Se	
Е.В. Александрович, Г.М. Михеев.....	146
Электросопротивление системы $Cd_{1-x}Zn_xAs_2$ при высоких давлениях	
А.В. Тебеньков, Г.В. Тихомирова.....	147
Структура, свойства и технические приложения боросиликатных стекол	
Е.В. Мальчукова, И.Н. Трапезникова, Е.И. Теруков.....	150
Ап-конверсионная люминесценция боросиликатных стекол, легированных ионами Gd^{3+}	
Е.В. Мальчукова, И.Н. Трапезникова, Е.И. Теруков.....	153
Спектры поглощения и люминесценции халькогенидных стекол $GaLaS(O)$, активированных ионами Er^{3+}	
М.М.Воронов, А.В.Жерздев, С.Craig, D.H.Hewak, S.Kasap, С.Koughia, А.Б.Певцов, А.П.Скворцов.....	153
Инжекционно-рекомбинационные явления в слоистых халькогенидных полупроводниках со случайными макроскопическими дефектами	
А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева.....	155
Effect of electronic thermal conductivity on thermoelectric performance of leadsubstituted bismuth telluride	
Tran Van Quang.....	157

Секция D.

Органические полупроводники

Органические полупроводники для зарядо-транспортных слоев оптоэлектронных устройств

А.Р. Тамеев, Г.Л. Русинов.....	161
Оптимизация структуры фотоэлектродов на основе диоксида титана для перовскитных солнечных элементов	
А.Б. Никольская, М.Ф. Вильданова, С.С. Козлов, О.И. Шевалеевский.....	162
Влияние окружающей среды и длительного освещения на проводимость и фотопроводимость пленок металлоорганического перовскита $CH_3NH_3PbI_3$	
Д.В. Амасев, С.А. Козюхин, В.Г. Михалевич, А.Г. Казанский.....	164
Оптические свойства иономеров в дальнем ($\lambda > 20$ МКМ) ИК-диапазоне	
В. А. Рыжов.....	166
Исследование гибридного перовскита $CH_3NH_3PbI_3$ методом спектроскопии комбинационного рассеяния света	
Е.В. Кривогино, П.И. Лазаренко, А.А. Полохин, В.В. Козик, С. А. Козюхин.....	169

Теплоемкость полимерного композита на основе углеродных многостенных нанотрубок

А.А. Бабаев, А.М. Алиев, М.Е. Зобов, Е.И. Теруков 171

Luminescence of meh-ppv conjugating polymer and PBS quantum dots nanocomposite exposed to γ -radiation

N.M. Romanov, S.F. Musikhin 172

Особенности фотопроводимости и фотоиндуцированных состояний в пленках перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

Д.В. Амасев, С.А. Козюхин, А.Г. Казанский 176

Модели переноса заряда в полимерных композитах на основе полифениленоксида с фуллереном и эндофуллереном в качестве наполнителя

А.А. Кононов, Р.А. Кастро 178

Секция Е.

Технические приложения. Структурные и электрофизические свойства

Исследование планарных волноведущих структур на основе нитрида кремния

А.В. Дроздовский, Г.А. Зарецкая, А.В. Кондрашов, М.И. Мартынов, А.А. Никитин, К.О. Воропаев, А.С. Ионов, А.В. Петров, А.С. Абрамов, С.Н. Аболмасов, Е.И. Теруков, Б.А. Калинин 183

Двумерные углеродные структуры для низкопороговой полевой эмиссии

Возняковский А.П., Неверовская А.Ю., Фурсей Г.Н., Возняковский А.А. 185

Опыт эксплуатации автономных солнечных станций и задачи повышения их надежности

А.В. Боббль, Е.И. Теруков 187

Перовскитные солнечные элементы с фотоэлектродами на основе наноструктурированных слоев диоксида циркония

М.Ф. Вильданова, А.Б. Никольская, С.С. Козлов, О.К. Карягина, О.И. Шевалеевский, О.В. Альмяшева, В.В. Гусаров 189

Исследование информационной емкости сложных неупорядоченных систем на примере поверхности

С.П. Вихров, Н.В. Рыбина, Н.В. Бодягин, С.М. Мурсалов, Н.Б. Рыбин 191

Применение гетероструктурной технологии для изготовления фотоэлектрических преобразователей на квази-монокристаллических кремниевых подложках

В.Н. Вербицкий, И.А. Няпшаев, Е.И. Теруков, А.С. Абрамов, А.В. Семенов, Г.Г. Шелопин, К.В. Емцев 193

Пролетные $\text{Si}(\text{Li})$ детекторы с p^+ -контактом из аморфного кремния

И.М. Котина, О.И. Коньков, Е.Ф. Чмель, В.М. Базлов, Л.М. Тухконен, С.Н. Аболмасов, Е.И. Теруков 195

Сферический распределенный брэгговский отражатель на основе $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}$ и $a\text{-SiO}_2$ с полной фотонной запрещенной зоной

А.В. Медведев, А.А. Дукин, Н.А. Феоктистов, В.Г. Голубев	197
Текстурирование поверхности кремния с помощью окисления под тонким слоем V_2O_5 и согласование теплового расширения элементов конструкции высокоэффективных кремниевых солнечных фотопреобразователей	
С.Е. Никитин, А.В. Бобыль, Е.И.Теруков, И.Н. Трапезникова.....	199
Влияние фотовозбуждения на электропроводность границы раздела ПДФ/ПДФ	
А.Р. Юсупов, Р.М. Гадиев, А.Н. Лачинов.....	201
Изготовление и механические свойства резцов с нано- и микрокристаллическим алмазным покрытием	
Е.Е. Ашкинази, В.С. Седов, А.А. Хомич, А.В. Хомич, Р.А. Хмельницкий, А.П. Большаков, Мытарев М.А., Кошельков И.И., В.Г. Ральченко, В.И. Конов.....	203
Применение люминесцентных методов для исследования гетероструктурных солнечных элементов на основе кремния	
Абрамов А.С., Емцев К.В., Титов А.С., Теруков Е.И.....	205
Исследование термических и термоэлектрических свойств наноструктурированных среднетемпературных термоэлектрических материалов для применения в термоэлектрических генераторах	
А.В. Бабич, А.А. Шерчнков, Ю.И. Штерн, М.С. Рогачев	208
Использование научной программы AFORS-HET для исследования квантовой эффективности и вольт-амперных характеристик гомо- и гетеропереходных солнечных элементов	
Е.В. Безуглая, А.Д. Маслов, В.О. Сазонов.....	210
Энергетическая диаграмма для тонких слоев (на примере НТТ)	
О.И. Коньков, И.М. Котина, Е.А. Чмель.....	212
Температурные зависимости коэффициента термо-ЭДС и удельного сопротивления магнетронных тонких плёнок $Ge_2Sb_2Te_5$ для применения в тонкоплёночных термоэлектрических генераторах	
Д.Ю. Терехов, Д.В. Пепеляев, А.О. Якубов.....	214
Особенности применения ТМБ и V_2H_6 при формировании гетероперехода ФЭП на основе Si в конфигурации тыльный эмиттер	
А.В. Семенов, Д.А. Андроников, А.С. Абрамов, Е.И. Теруков.....	216
Методика расчета области с наибольшей скоростью рекомбинации носителей заряда в гетеропереходных кремниевых солнечных элементах с учетом слоя аморфного гидрированного кремния	
А.Д. Маслов, Е.В. Безуглая, Н.В. Вишняков.....	217
Применение ик-спектроскопии для контроля пассивирующего слоя гетероструктурных ФЭП на основе кремния	
С.Н. Аболмасов, А.А. Абрамов, А.В. Семенов, Е.И. Теруков, Е.В. Мальчукова, И.Н. Трапезникова.....	220
Текстурирование квазимонокристаллических кремниевых пластин для фотоэлектрических преобразователей	
В.Н. Вербицкий, И.А. Няпшаев, Е.И. Теруков, А.С. Абрамов, Г.Г. Шелопин, К.В. Емцев.....	222

Исследование фотоэлектрических свойств тонкопленочных гетероструктур сегнетоэлектрик-полупроводник

Н.В. Мухин, Г.А. Коноплев, К.В. Кочунов, М.В. Руденко, Н.В. Гапоненко, П.А. Холов, С.М. Завадский, Д.А. Голосов, В.В. Колос..... 224

Разработка установки для проведения комплексных адмиттантных измерений при исследовании полупроводниковых структур

Аймаганбетов К.П., Алдияров А.У. , Теруков Е.И., Алмасов Н.Ж. , Токмолдин Н.С., Токмолдин С.Ж..... 225

Экономическая эффективность солнечных электростанций: роль деградации Li-ion накопителей

А.В. Боббль, В.Г. Малышкин, Е.И. Теруков,

Особенности фотоэлектрических процессов в полупроводниковой структуре с антиотражающей пленкой пористого кремния и p-n-переходом

В.В. Трегулов, А.В. Ермачихин, В.Г. Литвинов 229

Перспективы комбинированного подхода к исследованию многослойных барьерных полупроводниковых микро- и наноструктур

С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, В.В. Гудзев, В.Г. Литвинов, В.Г. Мишустин..... 231

Определение свойств материалов оптических микроволноводов прямоугольного поперечного сечения

Г.А. Зарецкая, М.И. Мартынов, А.В. Дроздовский 234

Исследование свойств нестехиометрического нитрида кремния, обогащенного кремнием, в зависимости от параметров процесса плазмохимического осаждения

А.Кукин, С.Аболмасов, А.Абрамов, Е.Мальчукова, Е.Теруков 236

Технология и оборудование для получения коллоидных квантовых точек, плазмонных наночастиц и гибридных структур на их основе

Л.Б. Матюшкин, В.А. Мошников 238

The growth of silver based illuminated layer for solar cells with novel method

Vagif Nevruzoglu, Sidar Aktepe, Goktirk Oztirk, Derya Bal Altuntaş, Murat Tomakin 239

Исследование тепловых потоков от линейного источника тепла в печатной плате из алюминия с анодным оксидом алюминия

Н.В. Лушпа, И.А. Врублевский, Е.В. Чернякова, Е.Н. Муратова, В.А. Мошников 240

Секция F.

Оксиды

Электронное строение, фазовый состав и структура MOCVD покрытий нанонитевидного кремния оксидами олова

Паринова Е.В., Сиваков В., Чувенкова О.А., Коюда Д.А., Шлэйзенер А., Овсянников Р., Марченко Д., Пислярук А.К., Чумаков Р.Г., Турищев С.Ю. 243

Моделирование кремний-германиевых нанокристаллов в матрице SiO₂

А.В. Белоплицкий, М.О. Нестоклон, И.Н. Ясиевич	244
Характеристики ncl-Si и матрицы a-SiO_x, осажденных на катоде и вблизи анода магнетрона с помощью модулированной по времени DC-плазмы	
Ю.К. Ундалов, Е.И. Теруков, И.Н. Трапезникова	246
Моделирование электрофизических характеристик гетероструктур на основе оксида цинка	
А.Р.Семенов, Т.А. Холомина, В.Г.Литвинов, М.В.Голованова, А.В.Ермачихин	247
Особенности атомного и электронного строения светоизлучающих многослойных нанопериодических структур a-Si/ZrO₂ И a-SiO_x/ZrO₂	
Д.А. Коюда, С.Ю. Турищев, В.А. Терехов, Е.В. Паринаова, А.В. Ершов, Б.Л. Агапов, Т.В. Куликова, Е.Н. Зинченко, Р. Овсянников, Э.П. Домашевская.....	247
Электрофизические свойства диоксида циркония при давлении до 50 ГПа	
Я.Ю. Волкова, К.Р. Шерматов, Д.К. Кузнецов, Е.А. Киселев	249
Состав и электронное строение композитных наноструктур никель-пористый оксид кремния на кремнии	
Паринаова Е.В., Коюда Д.А., Овсянников Р., Федотов А.К., Федотова Ю.А., Стрельцов Е.А., Турищев С.Ю.....	252
Получение пленок ZrO₂ реактивным магнетронным распылением на постоянном токе с сопутствующей ионно-лучевой обработкой	
Р.А. Писарев, П.Н. Крылов, Р.М. Закирова, И.В. Федотова.....	253
Влияние содержания оксидных фаз на электрические свойства пленок SIPOS	
В. А. Терехов, К. А. Барков, А. В. Коновалов, С. А. Ивков, Ю. Л. Фоменко, О. Е. Локтионова, Д. Н. Нестеров, Э. П. Домашевская	256
Влияние стехиометрического состава пленок оксида индия-олова на параметры гетероструктурных ФЭП на основе кремния	
И.А. Няпшаев, П.А. Ишмуратов, Д.А. Андроников, В.С. Левицкий, Е.Е. Терукова, С.Н. Аболмасов, К.В. Емцев, А.С. Абрамов, Е.И. Теруков.....	258
Структурированные слои на основе наностержней ZnO для газовой сенсорики	
С.С. Налимова, А.А. Бобков, А.С. Варезников, Е.А. Левкевич, Д.С. Мазинг, А.И. Максимов, А.А. Рябко, А.А. Семенова, В.В. Сысоев, В.А. Мошников	260

Секция G.

Сопутствующие материалы

Структура и люминесцентные свойства GaN:Eu³⁺, синтезированного в порах монодисперсных сферических мезопористых частиц кремнезема	
Д.А. Еуров, Е.Ю. Стовпяга, Д.А. Курдюков, Д.А. Кириленко, А.Н. Смирнов, М.А. Яговкина, E.V. Shornikova, D.R. Yakovlev, В.Г. Голубев	265
Исследование сверхструктурных свойств в пористом сильно легированном фосфиде индия	
М.Д. Шарков, М.Е. Бойко, Л.Б. Карлина, А.М. Бойко, С.Г. Конников	267

Структурные и оптические свойства монокристаллов силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	
В.Т. Аванесян, И.В. Писковатскова	268
Особенности втсп в условиях компенсации магнитной компоненты электромагнитной волны	
А. В. Приходько, О. И. Коньков	270
Оптические свойства и проблема инверсии зон серого олова	
В.Вал. Соболев, В.В. Соболев	272
Электрон-фононное рассеяние квантово-размерной пленки с гиперболическим потенциалом Пешля-Теллера	
Х.А. Гасанов, Дж.И. Гусейнов, И.И. Аббасов, Д.Ж. Аскеров, Ф.И. Мамедов	274
Электронный парамагнитный резонанс кристаллов силиката висмута, легированных ионами железа	
А.В. Ильинский, В.М. Капралова, Р.А. Кастро, Л.А. Набиуллина, И.О. Попова, В.М. Стожаров, Е.Б. Шадрин	276
Количественное описание электрических и магнитных свойств структурированного твердого тела методом эффективной среды	
М.И. Даунов, А.М. Мусаев	278
Исследование кинетических коэффициентов в разбавленном магнитном полупроводнике $\text{Zn}_{0.9}\text{Cd}_{0.1}\text{GeAs}_2$ допированном марганцем	
Сайпулаева Л.А., Алибеков А.Г., Гаджиалиев М.М.	280
Датчик магнитного поля на механоэлектрическом эффекте в полупроводниках	
Ш.М. Алиев, М.Ш. Алиев, Ж.Г. Ибаев	282
Размерные зависимости адсорбционных свойств нанопленок иттербия, выращиваемых на поверхности кремния: система CO-Yb-Si(111)	
М.В. Кузьмин, М.А. Митцев, А.М. Мухучев	284
Формирование и применение фотокатода на основе гетероструктур InP/InGaAs	
К.Я. Смирнов, В.В. Давыдов, В.Ю. Рудь	285
Авторский указатель	287
Содержание	293

Научное издание

АМОРФНЫЕ И МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Сборник трудов Международной конференции

19–21 ноября 2018 года

Санкт-Петербург

Налоговая льгота – Общероссийский классификатор продукции
ОК 005-93, т. 2; 95 3004 – научная и производственная литература

Подписано в печать 08.11.2018. Формат 60×84/16. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 19,0. Тираж 150. Заказ 17274б.

Отпечатано с готового оригинал-макета,
предоставленного оргкомитетом конференции,
в Издательско-полиграфическом центре Политехнического университета.
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 552-77-17; 550-40-14.